# EENZIJBANDTELEFONIE OP DE RADIOVERBINDING NEDERLAND—NEDERLANDSCH OOST-INDIË

door

Prof. Dr Ir N. KOOMANS

*Mededeeling uit het Radiolaboratorium van het Staatsbedrijf der P. T. T. te 's Gravenhage*

*Inleiding en historisch overzicht.*

Waar in de radiotelefoonverbinding tusschen Nederland en Nederlandsch Oost-Indië op de korte golven nu reeds geruimen tijd van het éénzijbandsysteem wordt gebruik gemaakt, en deze inrichting gelegenheid heeft gehad mede te groeien en te veranderen overeenkomstig de ervaringen, welke in den loop van den tijd zijn opgedaan, is de mogelijkheid voorhanden, den uiteindelijken vorm van de zenders en de ontvangers te beschrijven en historisch d. w. z. proefondervindelijk te motiveeren.

De radiotelefoonverbinding Nederland—Nederlandsch Oost-Indië op de korte golven maakt deel uit van het totale radiozend- en ontvangcomplex, dat door den Nederlandschen P. T. T.-dienst wordt geëxploiteerd. Het bedrijfs-centrum is te Amsterdam, het ontvangcomplex te Noordwijk-Radio en het zendcomplex te Radio-Kootwijk gevestigd.

Van de radioverbindingen met de verschillende Europeesche landen, Noord- en Zuid-Amerika, Japan, de Koloniën in West- en Oost-Indië, is naast het verkeer met de Vereenigde Staten het verkeer met Nederlandsch Oost-Indië het belangrijkst, behalve door zijn omvang ook door de gewichtige banden tusschen de bevolkingsgroepen in het moederland en aldaar, die daardoor worden gediend.

Het Oost-Indië verkeer is dan ook altijd het groote object geweest, waaraan de meest mogelijke zorg is besteed.

Aangevangen met de langegolf-verbinding, die in 1923 werd geopend, werd al heel vroeg de korte golf te baat genomen om het verkeer te kunnen uitbreiden door goedkoopere exploitatie. Was de langegolf-machinezender en bijbehoorende ontvanger, waarmede werd aangevangen, door Telefunken gebouwd, nadien werden de verdere uitbreidingen in hoofdzaak door den Nederlandschen P. T. T.-dienst in eigen beheer ontworpen en uitgevoerd.

De eerste kortegolf-telegraafverbinding met een ééntrapszender van klein vermogen werd in Juli 1925 in commercieel gebruik gesteld. Het kortegolf-telegraafverkeer heeft zich nadien naar omvang en perfectie van de gebruikte zend- en ontvangmiddelen sterk ontwikkeld, terwijl in 1927 de eerste kruisgesprekken met Nederlandsch Oost-Indië tusschen de betrokken P. T. T.-diensten werden gevoerd met behulp van de radiotelefonie op korte golven.

De eerste zender waarmede dit van Nederlandsche zijde plaats vond was een drietraps, nog niet kristalgestuurde, zender van ca 15 kW draaggolfvermogen.

Vanaf 28 Februari 1928 dateert de openstelling van de radiotelefoonverbinding met Indië, toen het publiek tot de verbinding werd toegelaten. Deze verbinding werd gedurende vele jaren onderhouden met behulp van vijftraps kristalgestuurde zenders op verschillende golflengten tusschen 16 en 40 m, waarbij in den eindtrap 4 watergekoelde 20 kW-lampen waren opgesteld. De modulatie vond plaats volgens het anodemodulatiesysteem in den eindtrap, waarvoor 6 watergekoelde 15 kW-modulatorlampen werden gebruikt. Met behulp van deze zenders heeft het verkeer, dank zij de lage tarieven, f 33.— per 3 minuten [1]), zich sterk ontwikkeld en is ten dienste van handels- en familiegesprekken onmisbaar geworden.

Van den aanvang af zijn voor de telefonie beam-antennes toegepast, ter verhooging van uitstraling in de gewenschte richting.

Deze zenders hebben groote diensten bewezen, niet alleen aan het verkeer, doch ook aan de ervaring en de inzichten daarop gebouwd. Door hun goede eigenschappen is de groote beteekenis van een radiotelefonisch verkeer gedemonstreerd, door hun slechte eigenschappen is het verlangen naar een ideale oplossing levendig geworden.

---

[1]) Sinds 1 October 1936 zijn de tarieven opnieuw verlaagd tot f 15.— per 3 minuten.

Ter kenschetsing van dezen historischen achtergrond, die de merites van de latere éénzijbandzenders beter doet verstaan, zij vermeld, dat deze zenders geheel op wisselstroom werkten. Voor den gloeistroom der lampen werd zonder meer 50 Hz wisselstroom gebruikt, terwijl de anodespanning verkregen werd door gelijkrichting van meerfasen-wisselstroom, met gebruik van afvlakfilters.

Door deze practische en eenvoudige inrichting, waarbij bewegende deelen ontbraken, konden vier van deze toch betrekkelijk zware zenders, benevens hun geheele stroomvoorziening, in een vertrek van 8 bij 34 m worden opgesteld.

Deze algeheele wisselstroomvoeding was daarom mogelijk, omdat de anodemodulatie op den laatsten trap in staat stelt, dezen laatsten trap vanuit de voortrappen hoogfrequent te oversturen. Hierdoor werd een wisselstroomrimpel vanzelf door begrenzing afgevlakt, terwijl daardoor tevens de zuiverheid van de anodemodulatie was gebaat, omdat bij anodespanningsverhooging de hoogfrequent amplitude behoorlijk lineair kan toenemen.

Waar deze zenders met de daarbij behoorende ontvangers vele jaren hebben dienst gedaan en wel in het bijzonder in de ontwikkelingsperiode van het kortegolfverkeer, zijn alle schaduwzijden van het op die wijze onderhouden kortegolfverkeer aan den dag getreden. Hierbij is te noemen:

1) het fadingverschijnsel, dat uiteraard verschillende oorzaken kan hebben, zooals polarisatie-wijziging van de aankomende golf of wijziging van den hoek waaronder deze aankomt, doch dat practisch gebleken is, verreweg overwegend het gevolg te zijn van de meerwegigheid van de betrokken electrische golven.

   Uiteraard was bij de ontvangst de automatische sterkteregeling toegepast, welke zich richtte op de sterkte van de aankomende draaggolf. Het resultaat hiervan was tweeërlei:

   *a*) Voorzoover behoorlijk resultaat werd bereikt, werd dit ontsierd door afwisselende sterkte van het stoorgeruisch, hetwelk met de afwisselende verhouding van storing tot signaal samenhing. De fadingcorrectie tengevolge van de automatische sterkteregeling, vermocht slechts de laagfrequente signaalsterkte constant te houden, doch bracht als het ware de fading op het stoorgeruisch over. Tengevolge hiervan is het radio-

gesprek op de korte golven altijd gekenmerkt geweest door een onrustig achtergrondeffect, waardoor een dergelijk gesprek zich altijd typisch heeft onderscheiden van een lijngesprek.

*b*) Voorzoover de automatische sterkteregeling onbevredigende resultaten gaf, was dit het gevolg van de omstandigheid, dat de fading door meerwegigheid uiteraard frequentie-afhankelijk is. Deze selectiviteit, welke practisch uiterst scherp is, heeft mede gebracht dat diepe fading op de draaggolf, meer dan 100 % modulatie veroorzaakte met als gevolg, vervorming, zooals die met het overmodulatie-effect samenhangt. Deze vervorming welke tot slechte verstaanbaarheid of onverstaanbaarheid leidt, was uiteraard door automatische sterkte-regeling niet te genezen. Deze omstandigheid heeft altijd de telefonische gemeenschap voor korte momenten of zelfs voor langere tijden ontsierd.

De ervaring heeft geleerd, dat deze slechte perioden, voor zoover zij periodiek waren, dus afgezien van toevalligheden (freaks), naar hun hevigheid en naar hun tijdsduur te ernstiger waren op bepaalde tijden van het jaar en op bepaalde uren van den dag. Ze hielden dus verband met de jaarlijksche en dagelijksche periode van de zonnestraling, dus met den toestand van de ionosfeer. De betrokken meerwegigheid speelt zich geheel in de ionosfeer af, daar bij de afstanden, welke in het spel zijn, de oppervlaktegolf langs de aarde reeds lang is weggedempt en van geen belang meer is.

2) Een tweede schaduwzijde die zich voordeed, was de gevoeligheid van de verbinding voor frequentie- en fasemodulatie, welke in de hand werd gewerkt door de algeheele wisselstroomvoeding van de zenders. Dit euvel uitte zich in ratelstoringen van een frequentie, overeenkomende met de gelijkgerichte frequentie van de 50 perioden voedingsstroom der lampen. De rest-rimpel, voorkomende in de hoogspanning, was tengevolge van de meerfasen gelijkrichting en de toegepaste afvlakking zonder invloed.

Waar de vorming van een draaggolffrequentie in den kristaltrap blijkens onderzoek, niet door de wisselstroomvoeding van de indirect verhitte generatorlamp werd beinvloed, ontstond de frequentiemodulatie in de verdere trappen, waarschijnlijk door het magnetroneffect tengevolge

van de groote voedingsstroomen in de eindtrappen. Waar de onderlinge koppeling van deze trappen door middel van afgestemde ketens plaats vond en bij het resonantiepunt groote gevoeligheid voor faseverschuiving aanwezig is, is onder invloed van het magnetroneffect, gevaar voor fasemodulatie voorhanden, welke fasemodulatie door de mathematische betrekking tusschen faseverandering en hoekfrequentie uiteraard aan frequentiemodulatie inhærent is.

De ervaring heeft geleerd:

*a*) dat deze fasemodulatie bij flinke oversturing van alle trappen op de roosters, binnen de perken bleef,

*b*) dat de omzetting van de fasemodulatie in een amplitudemodulatie, tengevolge van faseverschuiving of fadingdooving van de betrokken modulatiecomponenten, slechts zelden plaats vindt; zulks tengevolge van de gesteldheid van de ionosfeer. Slechts in bepaalde tijden van het jaar is dit gevaar ernstig voorhanden, doch de daarmede samenhangende ratelstoring, hoewel weinig voorkomend, is hinderlijk voor het verkeer,

*c*) dat bedienend, niet ter zake kundig, personeel in voorkomende gevallen door niet behoorlijke zenderinstelling onnoodig gevaar voor fasemodulatie kon veroorzaken.

Op te merken valt, dat de hierboven geconstateerde faseverschuiving van de modulatiecomponenten ook bij de amplitude-gemoduleerde gesprekken kan optreden, waarbij amplitudemodulatie in fasemodulatie overgaat, welke in den ontvanger onhoorbaar is. Waar deze verschuiving uiteraard frequentie-afhankelijk is, zal dus de amplitude-gemoduleerde tweezijbandtelefonie door deze omstandigheid vervorming kunnen ondergaan. Zoo beschouwd zijn twee zijbanden geen overbodige weelde maar een schadelijk teveel.

3) Een derde schaduwzijde is gelegen in de moeilijkheden om multipelverbindingen tot stand te brengen.

Het is een feit, dat omvangrijke beams de betrouwbaarheid en de kwaliteit van de telefoonverbinding in de hand werken. Deze nemen echter veel ruimte in beslag. Het maken van een economisch te beheeren geconcentreerd bedrijf met vele radioverbindingen, met weinig toezichtpersoneel, wordt moeilijk te verwezenlijken door de ruimte, welke de beams vorderen, terwijl ook het kostenprobleem een rol speelt.

Een en ander drijft in de richting van multipelverbindingen op één golflengte, zoodat met één gerichte antenne kan worden volstaan voor alle multipelverbindingen. Het aantal benoodigde beams wordt daardoor verminderd en de mogelijkheid geschapen deze beams groot en daardoor effectief te maken.

De ervaring heeft geleerd, dat multipelverbindingen vanuit een bedrijfsstandpunt bezien om vele redenen begeerenswaardig zijn; evenwel is het overspreekgevaar een voorname hinderpaal.

Voorts is het een ervaringsfeit, doch ook theoretisch voor de hand liggend, dat de draaggolf voor het overspreken een funesten invloed heeft, omdat de draaggolf altijd aanwezig is en sterk is ten opzichte van de modulatiecomponenten; vooral wanneer multipel wordt gewerkt nemen de modulatiecomponenten ieder voor zich in sterkte af ten aanzien van de draaggolf.

Het overspreken van de verschillende kanalen kan ontstaan in den zender, tengevolge van niet volledig lineaire versterking of in den ontvanger om dezelfde reden en tevens tengevolge van niet volledig lineaire detectie, aangenomen dat de modulatie zelf behoorlijk is tot stand gebracht. In beide gevallen gaan een rol spelen hoogere machten van het gemoduleerde hoogfrequent complex, dat bestaat uit een aantal modulatiecomponenten, nl. de zijbandfrequenties, die bij de multipelkanalen behooren, en de draaggolf.

Er ontstaat dan een groot aantal combinatieproducten, waardoor bij de ontvangst het eene kanaal in het andere hoorbaar wordt. Van deze combinatieproducten zijn uiteraard die, waarin de draaggolf voorkomt een orde sterker en daardoor storender, dan die waarin louter de zwakkere zijbandfrequenties optreden.

Is daarom de draaggolf niet aanwezig, dan is het overspreekprobleem om die reden een orde gemakkelijker geworden. Bovendien treden oneven afgeleiden van de betrokken lampkarakteristieken, dus oneven machten storend op, die met balansschakelingen niet kunnen worden gecorrigeerd, terwijl bij detectie door balansschakeling ook niet alle componenten, die practisch hinderlijk zijn voor de overspraak, wegvallen.

Tevens is de afwezigheid van de draaggolf ook daarom

gewenscht, wijl deze oversterke component te eerder in de kromme deelen van de lampkarakteristieken doet werken.

Tenslotte valt op te merken, dat bij multipel werken, wanneer vooropgesteld wordt, dat overmodulatie moet worden vermeden, zoodat de som der zijband-amplituden aan een maat gebonden is, de energie nog overwegender dan bij enkelvoudig werken reeds het geval is, in de draaggolf is geconcentreerd; zulks tengevolge van het feit, dat de energie van de verschillende componenten door het kwadraat van de amplitude wordt bepaald. Trouwens is het feit, dat bijna alle energie, vooral bij een multipelverbinding, op de draaggolf is geconcentreerd, wel bijzonder oneconomisch, indien men bedenkt, dat deze draaggolf een lastige overbodigheid is.

Bovendien zijn bij een telefonische verbinding, zooals bekend, de tijden dat werkelijk gemoduleerd wordt gering, daar bij een gesprek altijd slechts één abonné tegelijk spreekt, dus slechts gemiddeld de helft van den tijd het woord voert, nog afgezien van de pauzen die tusschen de woorden worden aangebracht.

Alle schaduwzijden hierboven genoemd leidden er toe, dat besloten werd een proef te nemen met het éénzijbandsysteem zonder draaggolf, waardoor theoretisch het uitzicht bestond, dat niet minder dan alle genoemde bezwaren konden worden ondervangen. Door één zijband met stuurfrequentie is de modulatie ondubbelzinnig gedefinieerd. De andere zijband en de draaggolf zijn overbodig en zelfs schadelijk, zooals hierboven nader is bevestigd.

*De éénzijbandzenders.*

Hieronder wordt aan de hand van een blokschema een beschrijving gegeven van de zenders, zooals die op het oogenblik worden gebruikt, waarbij deze uiteindelijke vorm zal worden gemotiveerd uit de ervaring, welke met de ontwikkeling van de zenders is opgedaan, en uit de eischen, die tenslotte door de omstandigheden zijn gesteld.

Vooropgesteld zij, dat de zenders uiteraard belangrijk gecompliceerder zijn dan de tweezijbandzenders, waarvoor zij in de plaats traden.

Het meer ingewikkeld te verkrijgen modulatieproduct bestaande uit één zijband zonder draaggolf, wordt gereed gemaakt

met kleine energie, waarna door 4 trappen hoogfrequentversterking, de gewenschte groote energie, noodig voor de uitstraling, wordt bereikt. De benoodigde modulatie-apparatuur, bestaande uit modulatoren en filterconstructies, kan daardoor kleiner, minder kostbaar en dus practischer zijn. In de 4 trappen moet een groote versterking worden tot stand gebracht.

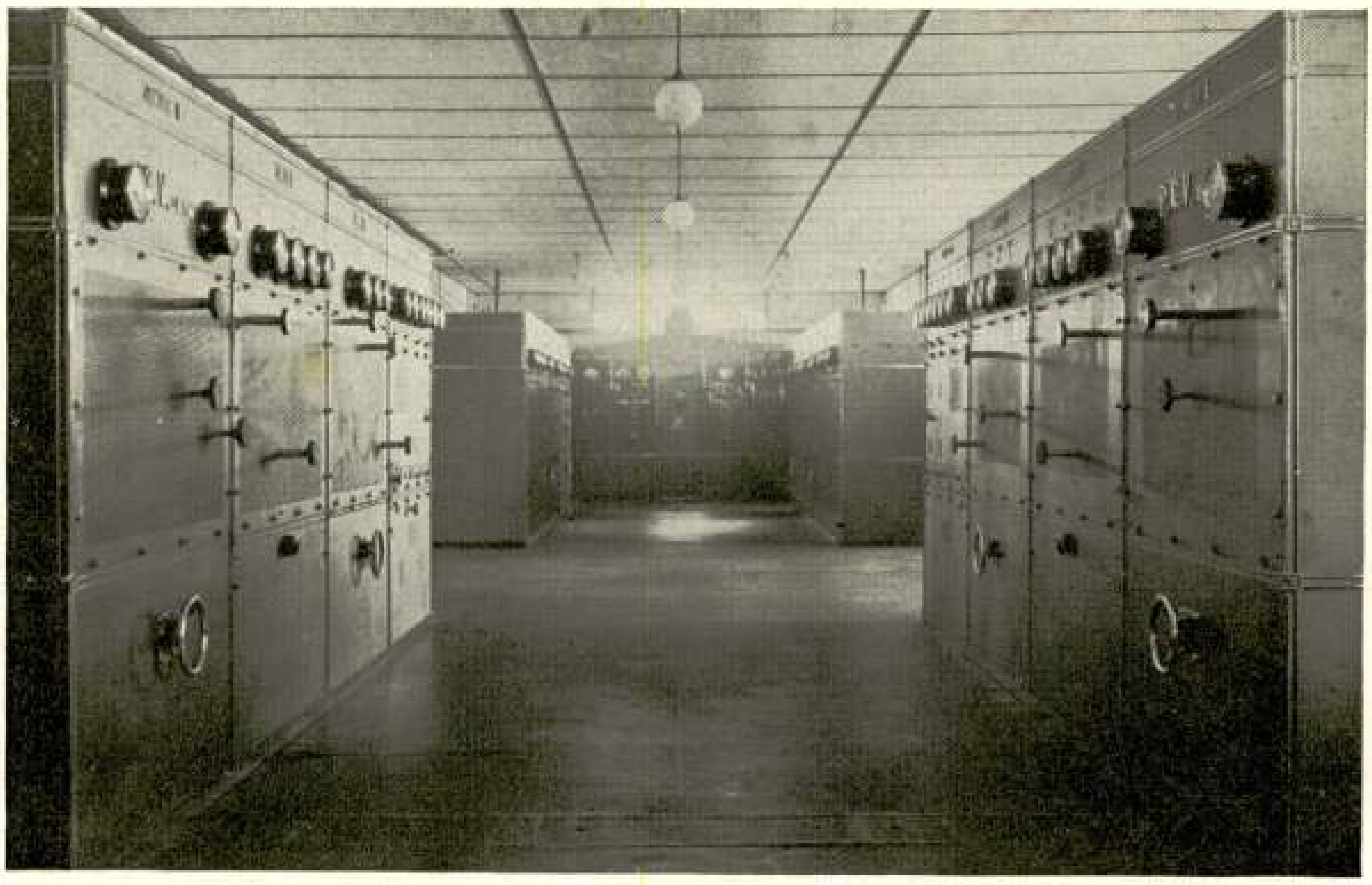
De eindtrap bestaat uit 4 stuks 20 kW watergekoelde lampen, die twee aan twee in balans zijn geschakeld, zoodat het piekvermogen daarin 80 kW kan bedragen, terwijl de aan de 4 trappen voorafgaande modulator aan deze trappen slechts een vermogen afgeeft, dat in de orde van een tiental watts ligt. Aan deze versterkertrappen, die rechtuit versterken en lineair moeten zijn ingesteld, dienen daarom de hoogste eischen van stabiliteit te worden gesteld.

Aan den eisch van rechtuit versterken is uiteraard niet te ontkomen, daar frequentieverdubbeling van een éénzijbandmodulatie niet meer mogelijk is. Bij een tweezijbandzender, waarbij men, ook al heeft de modulatie op een voortrap plaats, nog altijd frequentieverdubbeling kan toepassen, wordt de stabiliteit tegen genereeren door dien maatregel gediend. Bij een éénzijbandzender zouden door verdubbeling der frequentie de gemoduleerde frequenties tevens verdubbelen, terwijl dit bij een tweezijbandzender met draaggolf niet het geval is, daar door de aanwezigheid van de beide zijbanden frequentiemodulatie ontbreekt, d. w. z. de opvolgende doorgangen van de hoogfrequente stroomen door de nulwaarde vinden altijd plaats met dezelfde tijdsverschillen onafhankelijk van het gemoduleerde.

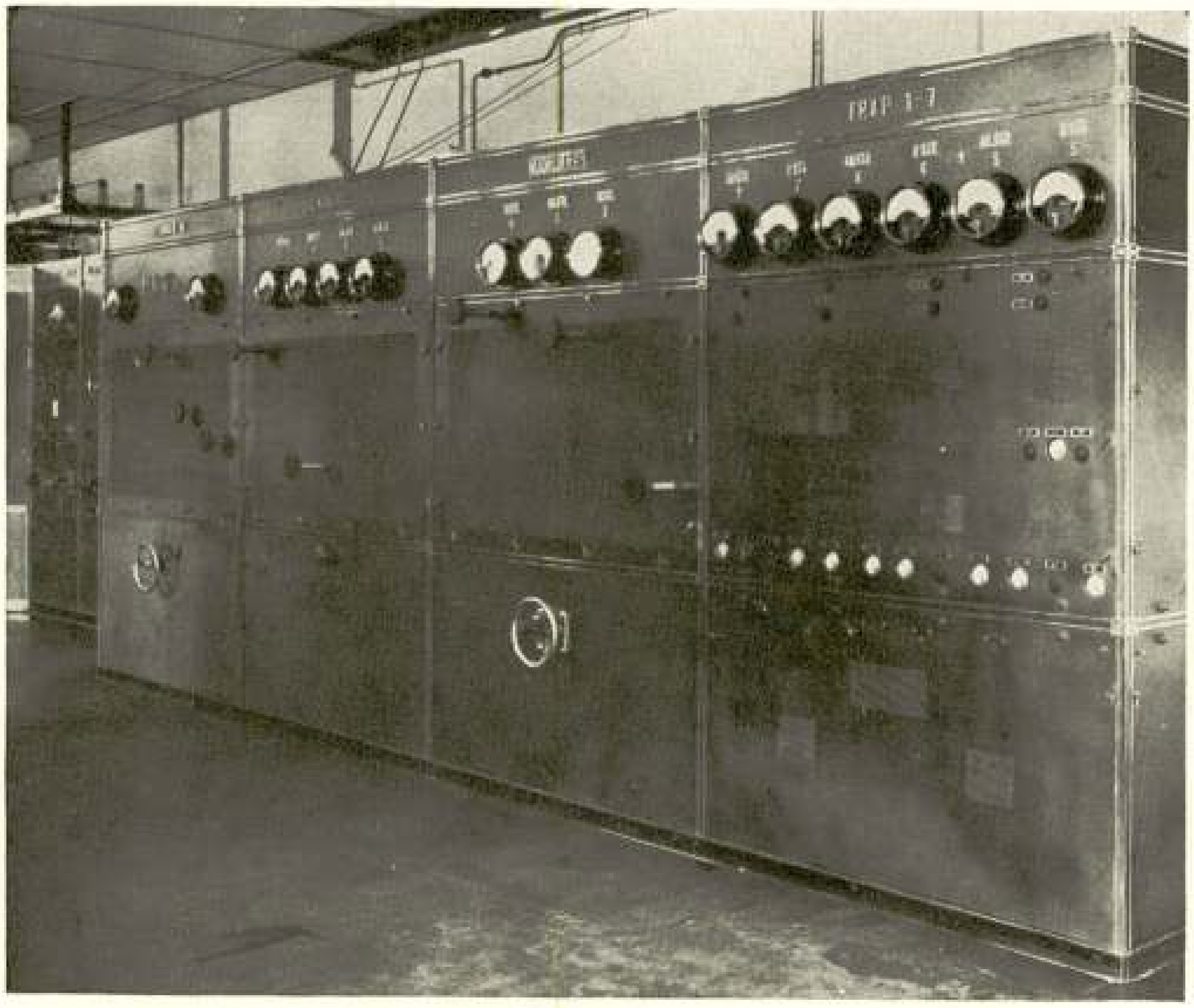
De gewenschte stabiliteit der trappen kan slechts worden bereikt door een frequentie-onafhankelijke neutrodyniseering. Deze laatste heeft bovendien het voordeel, dat de zenders voor meer dan één golflengte kunnen worden ingericht, zonder dat voor de omschakeling van de eene golflengte op de andere, de neutrodyniseering behoeft te worden gewijzigd, hetgeen voor een gemakkelijke bediening een onafwijsbare eisch is.

De modulatie wordt in verband met de begrensde volmaaktheid van de filtertechniek en de balansmodulatoren in opvolgende frequentietrappen tot stand gebracht, d. w. z. het laagfrequente toonspectrum wordt in eenige trappen successievelijk op een hooger frequentieniveau geplaatst. Deze niveaux zijn respectievelijk 10 kHz, 100 kHz, 500 kHz en tenslotte de zenderfrequentie.

Oorspronkelijk waren deze niveaux 25 kHz, 500 kHz en tenslotte de zenderfrequentie, het aantal was dus geringer.



Radio-Kootwijk. De vier éénzijbandzenders.



Radio-Kootwijk. De éénzijbandzender P C V.

De volgende feiten hebben tot deze verandering aanleiding gegeven:

1°. dienen de betrokken zenders niet louter voor gewone commercieele telefonie. Dit soort telefonie kan, conform hetgeen op de gewone telefoonnetten wordt toegelaten, volstaan met een spraakspectrum van 300—2750 Hz. De zenders moeten tevens kunnen dienen voor éénzijbandomroep, die in Ned. Oost-Indië wordt ontvangen en gerelayeerd als gewone radio-omroep met twee zijbanden en draaggolf. Een uitgebreider frequentiespectrum van 100—6000 Hz dient derhalve te worden nagestreefd, waarbij de uitbreiding van de onderste frequentiegrens moeilijkheid veroorzaakt;

2°. moet de draaggolf rigoureus worden onderdrukt, omdat deze ook bij geringe aanwezigheid de geheimhouding voor gewone omroepontvangers, ingericht voor kortegolfontvangst, in gevaar brengt. Wanneer, wat kan voorkomen, zwak wordt gemoduleerd, kan ook een geringe aanwezigheid van de draaggolf verstaanbaarheid veroorzaken.

Deze onderdrukking van de draaggolf kan niet louter aan de balansmodulatoren worden overgelaten, niet alleen omdat de instelling van deze kritisch is, maar tevens omdat gebleken is, dat de modulatie zelf, vooral wanneer deze sterk is, de balans gemakkelijk verstoort, zoodat het kan voorkomen, ook wanneer de draaggolf goed is onderdrukt, dat deze met de modulatie in zekere mate terugkeert. Bedenkt men daarbij, dat moeizaam bijregelen van de balansmodulatoren door bedienend personeel moet worden voorkomen, dan dient men de werking der balansmodulatoren ten aanzien van het onderdrukken van de draaggolf krachtig te completeeren met behulp van de filters, die de tweede zijband moeten elimineeren, door zorg te dragen, dat deze filters tevens de draaggolf sterk verzwakken,

Een en ander heeft er toe geleid, dat het eerste niveau, waarop wordt gemoduleerd, lager is gekozen.

Het is ook om redenen, die met het bovenstaande verband houden, dat voor het besturen van den ontvanger, opdat aan dezen de juiste draagfrequentie wordt aangegeven, niet de draaggolf fractioneel wordt medegegeven met de ééne zijband, doch een afzonderlijke stuurfrequentie van 5000 Hz, zooals uit het blokschema nader zal blijken. Aanvankelijk werd de draaggolf op 1 à 2 % van zijn normale sterkte medegegeven, hetgeen ruim voldoende was om den ontvanger in zijn bijgemengde frequentie

te stabiliseeren; dit is echter om bovengemelde redenen gewijzigd.

Bovendien is het om ontvangtechnische redenen te prefereeren met een stuurfrequentie van 5000 Hz in plaats van met de fractioneele draagfrequentie zelf te werken, in het bijzonder, wanneer men om omroepkwaliteit te bereiken en bij het overbrengen van muziek, lage tonen tot ongeveer 100 Hz medezendt in den zender.

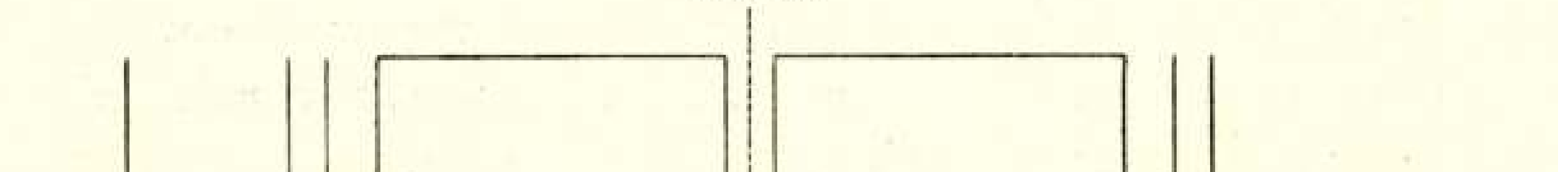
Deze lage tonen, die vlak bij de draaggolf gelegen zijn en deze in sterkte belangrijk kunnen overtreffen, brengen het gevaar met zich mede, dat de ontvanger deze verwart met de draaggolf, zoodat een onjuiste regeling van de bij te mengen draagfrequentie tot stand komt. Hieraan is dan alleen tegemoet te komen, door de fractioneele draaggolf met een zeer scherp filter in den ontvanger af te zonderen, hetgeen minder gewenschte omstandigheden met zich kan brengen, zooals bij den ontvanger ter sprake zal komen.

De zenders, zooals die in het blokschema zijn afgebeeld, zijn multipelzenders, bevattende twee telefoniekanalen en een telegrafiekanaal.

De beide telefoniekanalen liggen ter weerszijden van de onderdrukte draaggolf. De éene zijband is het éene kanaal en de andere zijband is het andere kanaal.

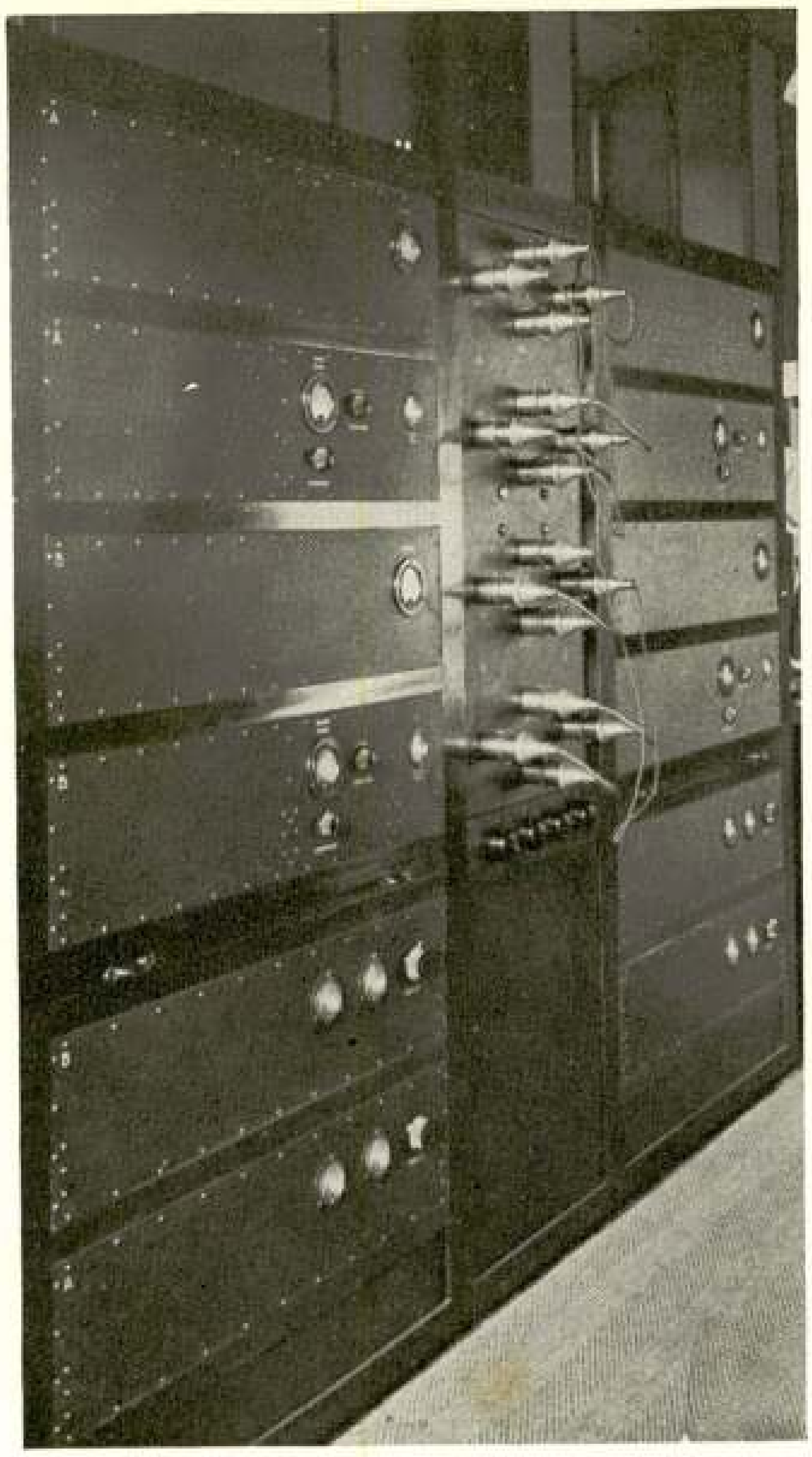
Het telegrafiekanaal wordt gevormd door een dubbeltoon 3400—3700 Hz als rust- en werkgolf. Deze dubbeltoon wordt als het ware met twee zijbanden uitgezonden en bevindt zich dus aan weerszijden van de onderdrukte draaggolf. Zooals bij de beschrijving van den ontvanger nader zal worden aangegeven, worden deze beide banden ter onderdrukking van de fading tot één resultaat gecombineerd.

Het uitgezonden spectrum is in figuur 1 geteekend.




Figuur 1.

Wanneer ten behoeve van omroepdoeleinden met een breederen band wordt uitgezonden, hetgeen dan niet multipel, maar enkelvoudig plaats vindt, wordt het multipel-telegrafiekanaal weggelaten om plaats te bieden voor den benoodigden breederen frequentieband.

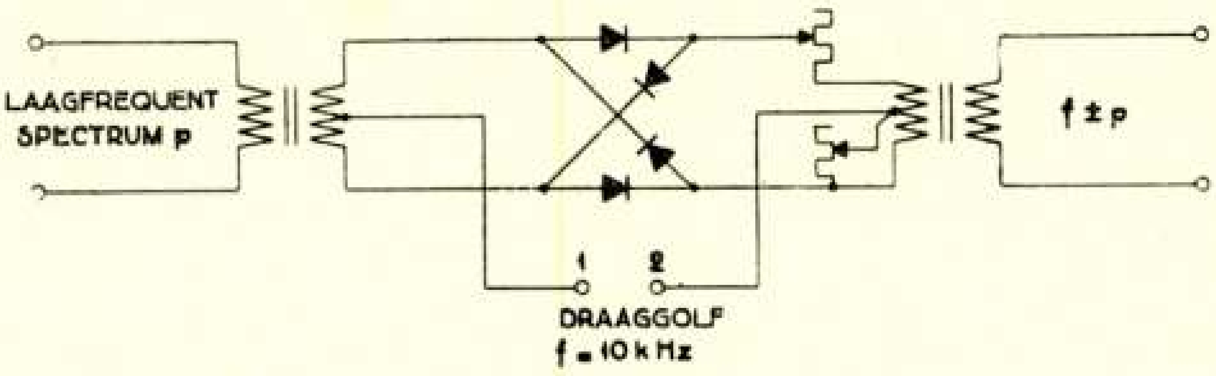


Radio-Kootwijk. Eerste voorzetapparaten.



Radio-Kootwijk. Tweede voorzetapparaten en verdeelpaneel voor de zenders.

Het blokschema van den zender is in figuur 3 aangegeven. Op de aders I en II komen twee uit te zenden telefoongesprekken aan, op III de gelijkstroomteekens van de telegrafie. Het gesprek I wordt toegevoerd door een regelbare laagfrequentversterker en een onderdoorlaatfilter aan een modulator, waarin het spectrum op 10 kHz gemoduleerd wordt. Deze, in figuur 2 afgebeelde modulator, bestaat uit vier cuprox-gelijkrichters, welke op bekende wijze zoodanig opgesteld zijn, dat zoowel de laagfrequente telefonie en haar harmonischen als de draaggolf aan de uitgang onderdrukt worden.

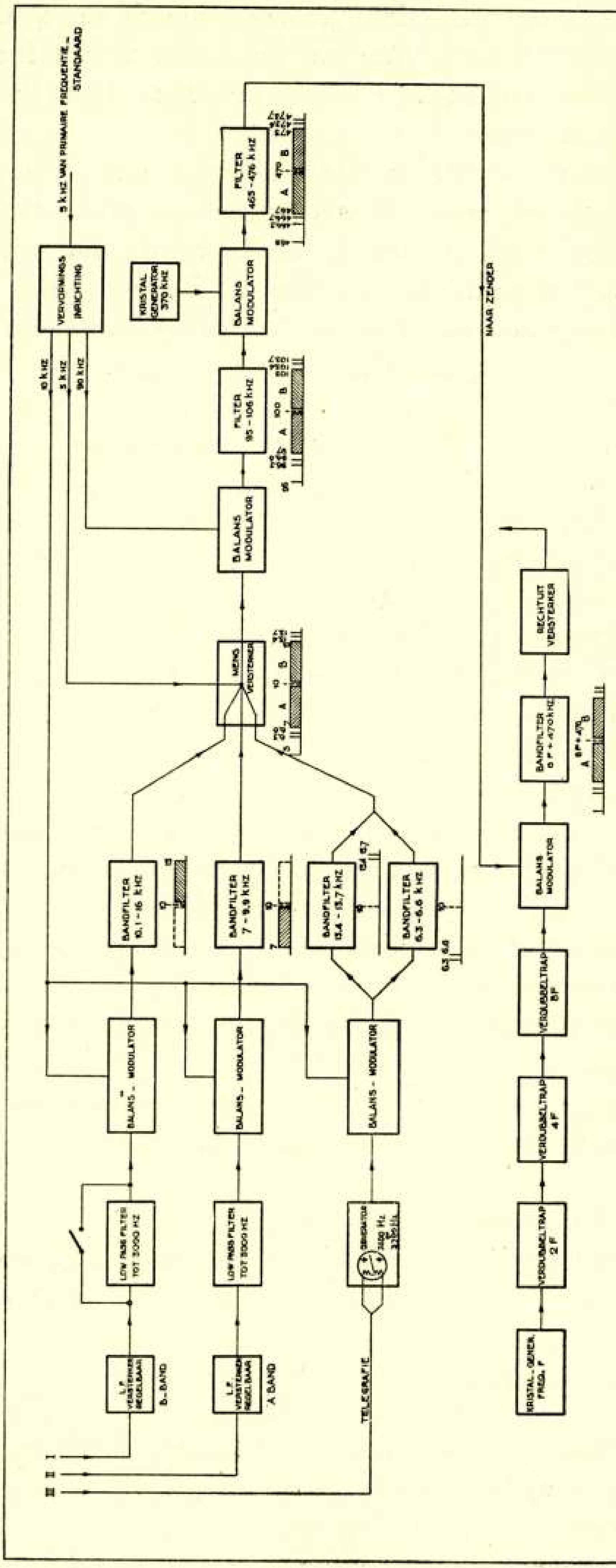



Figuur 2.

Waar tengevolge van de ongelijkheid van de cellen onderling, het niveau van de draaggolf aan den uitgang te hoog is ten opzichte van dat van de zijbanden, is de onderdrukking vergroot door verbetering van de balans met behulp van een systeem van weerstanden, welke in figuur 3 zijn aangegeven. Hierdoor is een onderdrukking van 90 à 100 db te verkrijgen ten opzichte van het niveau van de draaggolf indien deze niet onderdrukt ware.

Door vroeger vermelde oorzaken is de onderdrukking in de practijk echter minder volkomen. Daarom wordt de draaggolf extra onderdrukt, doordat aan het achter de modulator volgende filter, hetwelk dient om een van de twee ontstane zijbanden te onderdrukken, een aanzienlijke demping gegeven is voor 10 kHz. Dit filter, dat een doorlaat heeft van 10.1 tot 16 kHz, laat alleen den bovenband van het gemoduleerde spectrum door.

Deze band zal in het hiernavolgende met B-band aangeduid worden. Daar het onderdoorlaatfilter tot 3000 Hz het laagfrequentspectrum beperkt heeft, zal deze band zich uitstrekken van 10.1 tot 13 kHz. Wanneer een muziekspectrum uitgezonden moet worden, kan het onderdoorlaatfilter uitgeschakeld worden, waardoor het gemoduleerde spectrum tot 16 kHz kan worden verbreed.


5 kHz VAN PRIMAIRE FREQUENTIE-STANDAARD
VERVORMINGS INRICHTING
10 kHz
5 kHz
90 kHz
KRISTAL GENERATOR 370 kHz
BALANS MODULATOR
FILTER 465-476 kHz
FILTER 95-106 kHz
NAAR ZENDER
MENG VERSTERKER
RECHTUIT VERSTERKER
BANDFILTER 10,1-16 kHz
BANDFILTER 7-9,9 kHz
BANDFILTER 13,4-15,7 kHz
BANDFILTER 6,3-6,6 kHz
BALANS - MODULATOR
LOW PASS FILTER TOT 3000 HZ
L.F. VERSTERKER REGELBAAR
B-BAND
A BAND
TELEGRAFIE
KRISTAL-GENER. FREQ. F
VERDUBBELTRAP 2F
VERDUBBELTRAP 4F
VERDUBBELTRAP 8F
BANDFILTER 8F+470 kHz

Figuur 3.

Het bij II binnenkomende gesprek wordt op analoge wijze op 10 kHz gemoduleerd; door het achter de modulator volgende filter wordt de onderband, 7 tot 9,9 kHz, doorgelaten en de bovenband onderdrukt.

Bij deze band, welke in het volgende met A-band aangeduid wordt, is het onderdoorlaatfilter tot 3000 Hz niet uitschakelbaar gemaakt, zoodat op dezen band geen spectrum gemoduleerd kan worden dat breeder is dan 3000 Hz.

De bij III binnenkomende gelijkstroomteekens bekrachtigen een relais, waardoor een generator verstemd wordt van 3400 Hz op 3700 Hz. Deze beide tonen worden eveneens gemoduleerd op 10 kHz, terwijl twee parallel geschakelde filters er voor zorgdragen, dat van deze dubbeltoon-telegrafie de beide zijbanden doorgelaten worden terwijl de draaggolf behoorlijk onderdrukt wordt.

De drie bovenvermelde frequentiespectra worden gecombineerd in een mengversterker, waarin tevens de frequentie van 5000 Hz ter synchronisatie van den ontvanger kan worden bijgemengd.

Vervolgens wordt het spectrum op 90 kHz gemoduleerd in een tweeden modulator, waarachter zich een bandfilter bevindt dat den bovenband, 95—106 kHz, doorlaat.

Na de tweede modulatietrap volgt een derde trap, waarin het spectrum op 370 kHz gemoduleerd wordt. Van de beide ontstane zijbanden wordt door een filter de bovenband, welke zich uitstrekt van 465—476 kHz, doorgelaten.

Vervolgens wordt dit laatstgenoemde frequentiespectrum aan den modulatortrap van den zender toegevoerd.

De zender bestaat uit een kristaltrap, gevolgd door drie verdubbeltrappen en een modulatortrap. De modulator bestaat uit twee in balans geschakelde lampen, in den plaatketen waarvan zich een bandfilter bevindt, dat den bovenband doorlaat.

Een rechtuitversterker brengt de energie in 4 trappen op het benoodigde eindvermogen.

De frequenties 5, 10 en 15 kHz worden afgeleid van een toon van 3 kHz, afkomstig van een primairen frequentiestandaard.

*De éénzijbandontvangers.*

De éénzijbandontvangers zijn uiteraard zoodanig ingericht, dat zij hetgeen op den zender is gemoduleerd in laagfrequenten vorm afleveren.

Deze ontvangers dienen de telefonie- en telegrafiekanalen elk afzonderlijk ter beschikking te stellen. De bouw zal er dus

op moeten zijn ingericht, dat een scheiding van het ontvangen hoogfrequentspectrum kan plaats vinden.

Daartoe zal het ontvangen frequentiespectrum op zoodanig verlaagd frequentieniveau moeten worden gebracht, dat door de aanwending van filters de gewenschte scheiding kan worden teweeggebracht. Voor dit niveau is gekozen de frequentie 10 kHz d. w. z. de frequentie van de onderdrukte draaggolf zal tot 10 kHz moeten worden omlaaggetransformeerd, zulks door toepassing van zwevingsontvangst.

Deze transformatie kan met het oog op het voorkomen van spiegelfrequenties niet in één trap plaats vinden. De hoogfrequente selectie kan daartoe niet hoog genoeg worden opgevoerd. Daarom wordt eerst door zwevingsontvangst door middel van den *eersten zwever* de bedoelde frequentie tot 470 kHz teruggebracht en daarna door middel van den *tweeden zwever,* die een frequentie van 460 kHz bijmengt, tot een frequentie van 10 kHz. Zorg is nu gedragen, dat de hoogfrequente selectie voldoende is om de spiegelfrequentie, welke op een afstand van 2 × 470 kHz van de gewenschte frequentie ligt, onschadelijk te maken. Het bedrag van 470 kHz is uiteraard eenigszins willekeurig. Het verschilt van het ronde getal 500 kHz om storing van deze bekende scheepsgolf te ontgaan.

Voorts is in het ontvangapparaat een *derde zwever* aanwezig, die ten behoeve van de detectie van de op het niveau van 10 kHz gebrachte ontvangst, de draaggolf van 10 kHz moet bijmengen.

Van de drie genoemde zwevers is de eerste zwever uiteraard regelbaar teneinde op verschillende stations te kunnen instellen en elk station behoorlijk te kunnen afregelen, terwijl de derde zwever niet regelbaar is, doch in tegendeel een vaste frequentie van 10 kHz uitzendt.

De tweede zwever zou eveneens vast ingesteld kunnen zijn op 460 kHz, indien:

1°. de zender een *volkomen* standvastige frequentie had;

2°. in den aether geen Doppler-effect optrad;

3°. de eerste zwever, na zoodanig te zijn ingesteld, dat de aankomende zenderfrequentie op het niveau 470 kHz is gebracht, niet onder den invloed van verschillende omstandigheden in zijn frequentie verliep.

In werkelijkheid is aan geen van de drie voorwaarden voldaan.

Een kortegolfzender is niet zoo constant gedurende vele uren, dat de frequentie niet eenige tientallen Hz verloopt.

Daarbij is te bedenken dat de bijgemengde draaggolf, voor een behoorlijke kwaliteit van de ontvangst van een gewoon gesprek, minder dan 20 Hz van zijn gewenschte waarde dient te verschillen, terwijl dit verschil voor muziek maximaal 5 Hz mag bedragen, althans naar dezerzijdsche waardeering. Deze nauwe grenzen zijn geboden door de omstandigheid, dat een onjuiste draaggolf alle tonen een gelijk bedrag in frequentie verschuift, waarbij de onaangename omstandigheid zich voordoet, dat de onderlinge trillingsverhoudingen worden verstoord, zoodat harmonischen onharmonisch worden.

Voorts is het Doppler-effect bij bepaalde configuraties van den aether daadwerkelijk voorhanden.

En tenslotte is de eerste zwever moeilijk met een stabiele frequentie uit te voeren, om de volgende redenen:

1°. De eerste zwever moet een golflengte kunnen bestrijken van 14 tot 70 m. Het zou wellicht mogelijk zijn de frequentie voldoende onafhankelijk van de aangelegde electroden-spanningen te maken, wanneer deze zwever slechts weinig behoefde te worden verstemd.

2°. Aangezien het gebruik van wisselstroomlampen practisch gewenscht is, veroorzaakt de groote warmte-ontwikkeling in deze lampen verloopen van de frequentie,

*a.* door verwarming van de inwendige lampelementen, waardoor de inwendige lampcapaciteiten veranderen. Door een geschikte keuze van de te bezigen lamp is hierin slechts ten deele te voorzien;

*b.* door de verwarming van de spoelen en de condensatoren, die deel uitmaken van den aanwezigen trillingskring. Ook deze invloed is slechts grootendeels te ondervangen door deze onderdeelen in een aparte ruimte op te stellen, die thermisch van de lampen is geïsoleerd en waarin luchtcirculatie mogelijk is.

Waar dus, zooals is medegedeeld, aan geen van de drie voorwaarden is voldaan, dient de tweede zwever regelbaar te zijn en wel zoodanig automatisch regelbaar, dat alle inconstantheden, welke met de genoemde voorwaarden samenhangen, op ieder oogenblik zooveel mogelijk zijn gecompenseerd, zoodat de ontvangst op of zooveel mogelijk nabij het gewenschte frequentieniveau wordt gebracht, waarbij dan voor een gesprek maximaal een verschil van 20 Hz en voor omroep-kwaliteit, in het bijzonder van muziek, maximaal een verschil van 5 Hz dezerzijds

toelaatbaar wordt geacht. De regeling van den tweeden zwever heeft op electrische wijze plaats.

Men kan zich afvragen of het niet mogelijk ware de bijregeling op den derden zwever te doen werken. Dit is echter niet gewenscht omdat de locale draagfrequentie van den derden zwever eerst na het scheiden der kanalen dient te worden bijgemengd.

De uiteraard zeer smalle scheidingsfilters zouden in dat geval moeten werken op nog niet geregelde frequenties, die te groote verschillen kunnen vertoonen.

De ontvangtoestellen zijn zoodanig ingericht dat zoowel kan worden geregeld op de stuurfrequentie van 5 kHz, zooals in het verkeer met Indië wordt toegepast, als op een stuurfrequentie, welke met de draaggolf samenvalt. Dit laatste kan voorkomen, wanneer incidenteel telefoniestations, die op de gewone wijze met twee zijbanden en draaggolf werken, moeten worden ontvangen. De draaggolf wordt dan als stuurfrequentie gebruikt, terwijl van de beide zijbanden slechts één wordt gekozen, om met de locaal opgewekte draaggolf te worden gedetecteerd. De voordeelen van de éénzijbandontvangst worden dan ook bij gewone amplitude-gemoduleerde zenders verkregen. Toch zij er op gewezen, dat de aanwezigheid van de sterke draaggolf, die uiteraard aan fading onderhevig is, tengevolge van die afwisselende sterkte aanleiding geeft tot overbelasting en verandering van het werkpunt van de betrokken lampen.

De ontvangst van een werkelijken éénzijbandzender zonder draaggolf is dan ook altijd superieur.

De regeling van den tweeden zwever heeft in dier voege plaats, dat een regelspanning wordt opgewekt, wanneer de omgetransformeerde draaggolf van 10 kHz, of de omgetransformeerde stuurfrequentie van 5 kHz verschilt, al naar gelang op de eene of op de andere wijze wordt gewerkt. Deze regelspanning, die positief of negatief is, naar gelang bovenbedoeld verschil positief of negatief is, wordt toegevoerd aan het rooster van een regellamp, die de frequentieregeling van den tweeden zwever bewerkstelligt. Deze frequentiestabiliseering kan, zooals bekend is, op allerlei wijzen worden uitgevoerd. De toegepaste methode zal bij de bespreking van het blokschema kortelings worden vermeld.

De graad van onregelmatigheid, welke in de toestellen is verkregen, blijkt uit de volgende cijfers: 5 Hz frequentieverschil geeft 1 V regelspanning, terwijl 1 V regelspanning 3000 Hz ver-

stemming van den tweeden zwever veroorzaakt. Wanneer dus b.v. de zenderfrequentie 10 Hz verandert, dan is voor de bijregeling van den tweeden zwever een regelspanning noodig van $\frac{10}{3000}=\frac{1}{300}$ V.

Het verschil dat bestaan blijft is dus $5 \cdot \frac{1}{300}=\frac{1}{60}$ Hz.

Opgemerkt worde, dat een constant doch niet te groot frequentieverschil minder schade doet aan de kwaliteit van het ontvangene dan een *verandering* van dit verschil. Een verandering van het verschil van slechts enkele Hz in een te korten tijd, doet gedurende dien tijd het ontvangene, vooral als dit muziek is, valsch klinken; spraak kan wat dat betreft veel meer lijden. Te snelle verandering moet daarom worden vermeden.

Uit dien hoofde moet de opgewekte regelspanning over vertragingsketens naar de regellamp worden gebracht, waarbij de vertraging in overeenstemming met de mate van kwaliteit, welke men nastreeft, moet worden gekozen. Deze vertraging moet ook om andere redenen niet te klein worden genomen. Er bestaat nl. een nauw verband tusschen de doorlaatbreedte van het filter, dat de draaggolf of de stuurfrequentie uitzeeft en de minimaal benoodigde vertraging van de electrische bijregeling, in dien zin, dat een smaller filter een grootere vertraging vereischt. De tijdconstante bedraagt 70 sec.

Kiest men de vertraging te klein, dan heeft het bijregelsysteem neiging te gaan slingeren, tengevolge van overregeling. Het filter, dat de draaggolf moet uitzeven en dat smal moet zijn om te vermijden, dat de regeling op lage tonen, die in de modulatie aanwezig zijn, gaat werken, vereischt derhalve reeds vanwege deze omstandigheid een passend groote vertraging. Het filter, dat de 5 kHz stuurfrequentie uitzeeft kan, waar deze frequentie vrijer ligt van modulatiefrequenties, breeder van doorlaat zijn, zoodat daarbij desgewenscht een kleinere vertraging kan worden toegepast.

De tweede zwever is uiteraard beperkt wat betreft de grenzen, waartusschen deze regelen kan. Deze grenzen liggen ongeveer 7 kHz uit elkaar, welke regelingsbreedte ruim voldoende is om frequentieverschillen van den zender en Doppler-effecten te elimineeren; echter verandert de eerste zwever overeenkomstig het boven medegedeelde over langere tijden binnen tamelijk wijde grenzen. Hierdoor kan het voorkomen, dat de tweede zwever, die ook de veranderingen van den eersten zwever moet

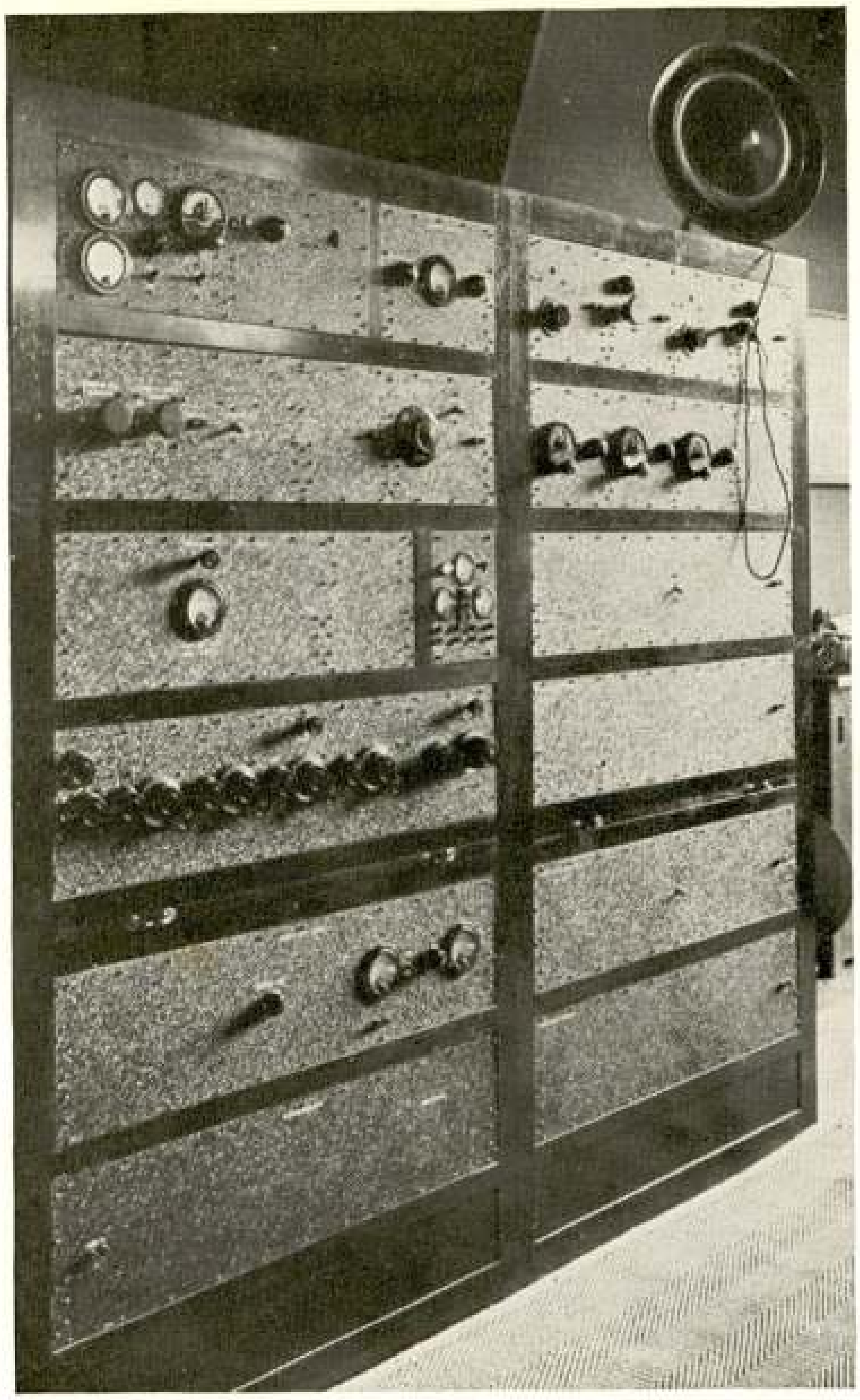
bijregelen, na eenigen tijd een regelspanning toegevoerd krijgt, welke steeds dezelfde richting heeft en voortdurend grooter wordt. Hierdoor dreigt niet alleen het gevaar dat deze zwever aan het eind van zijn regelbereik komt, doch tevens zal, indien in dezen spanningstoestand de stuurfrequentie door fading een oogenblik wegvalt, de frequentie van den zwever meer veranderen, dan het geval zou zijn, indien deze frequentie zich dichter nabij de evenwichtsfrequentie bevond.

De veranderingen in frequentie, die met de fading samenhangen, zullen dus grooter zijn omdat telkenmale als de regelspanning terugkeert het frequentie-verschil van den eersten zwever tevens moet worden bijgeregeld. De ongewenschte toestand, dat de fading ook invloed heeft op de grootte van de regelspanning is nu eenmaal niet te vermijden bij het bestaande systeem, echter kan men dit euvel verkleinen, door te zorgen, dat de regelspanning zoo klein mogelijk is.

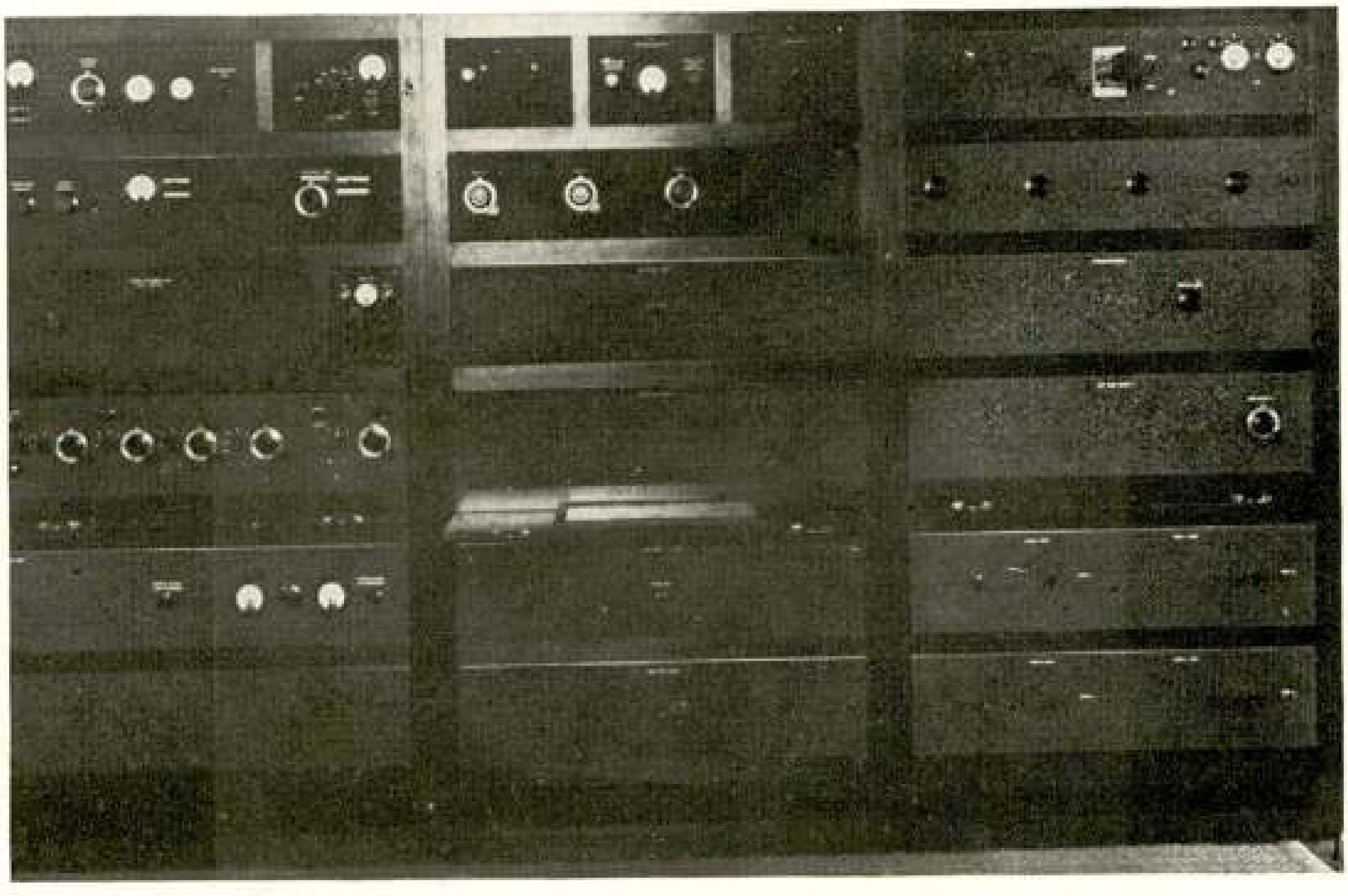
Deze omstandigheid heeft er toe geleid, om ook den eersten zwever automatisch bij te regelen met behulp van dezelfde regelspanning, die den tweeden zwever bestuurt. Alleen is zorggedragen, dat de vertraging, waarmede deze regelspanning op den eersten zwever werkt, nog belangrijk grooter is, dan die welke tusschen de regelspanning en den tweeden zwever is aangebracht. Dientengevolge worden de snellere variaties louter op den tweeden zwever, en de variaties van langeren duur op den eersten zwever overgebracht. De langzame frequentieveranderingen van den eersten zwever tengevolge van zijn verwarming, worden dus aan dezen zwever zelf gecorrigeerd.

De frequentie-regeling van den eersten zwever geschiedt mechanisch. Men heeft dan niet meer het nadeel dat bij het optreden van fading in de stuurfrequentie, de zwever gaat verloopen. Integendeel blijft de zwever, indien de stuurfrequentie wegvalt, in denzelfden stand staan. Dat de mechanische bijregeling uiteraard veel trager is dan de electrische, is hier bovendien geen nadeel, aangezien juist voor de bijregeling van dezen zwever een groote traagheid gewenscht is.

Voor de geregelde dagelijksche verbinding tusschen Nederland en Ned. Oost-Indië wordt van een beperkt aantal zenders op bepaalde golflengten gebruik gemaakt. Ten behoeve daarvan zijn als eerste zwever kristalgeneratoren in gebruik, die practisch constant zijn, zoodat de electrische regeling van den tweeden zwever ruim voldoende is om alléén de bijregeling tot stand te brengen.



Radio-Kootwijk. De éénzijband contrôle-ontvanger.



Noordwijk-Radio. De éénzijbandontvanger.

Uiteraard ontbreekt in de ontvangtoestellen automatische sterkteregeling en de fadingcorrectie, welke daarmede samenhangt, daar de draaggolfbijmenging bij het éénzijbandsysteem op zichzelf de meest doeltreffende fadingcorrectie tot stand brengt.

Het blokschema van den ontvanger is in figuur 4 aangegeven. Het ontvangen signalen-complex wordt versterkt in een drievoudigen hoogfrequentversterker en daarna, tezamen met de frequentie, afkomstig van den eersten zwever, toegevoerd aan een balansdetector.

Om redenen die hierboven reeds ontwikkeld zijn, kan men voor dezen eersten zwever gebruik maken van een mechanisch bijgeregelden zwever of van een kristalgenerator.

Het frequentiespectrum, waarvan na deze eerste detectie de draaggolf ligt op 470 kHz, wordt in zijn geheel versterkt in den eersten middelfrequentversterker, en daarna toegevoerd aan den tweeden detector, welke eveneens in balans is uitgevoerd. Op dezen tweeden detector werkt tevens de bijgeregelde zwever van 460 kHz, zoodat na de tweede detectie de draaggolf op 10 kHz komt te liggen.

Vervolgens wordt het frequentiecomplex gesplitst door middel van een vijftal filters.

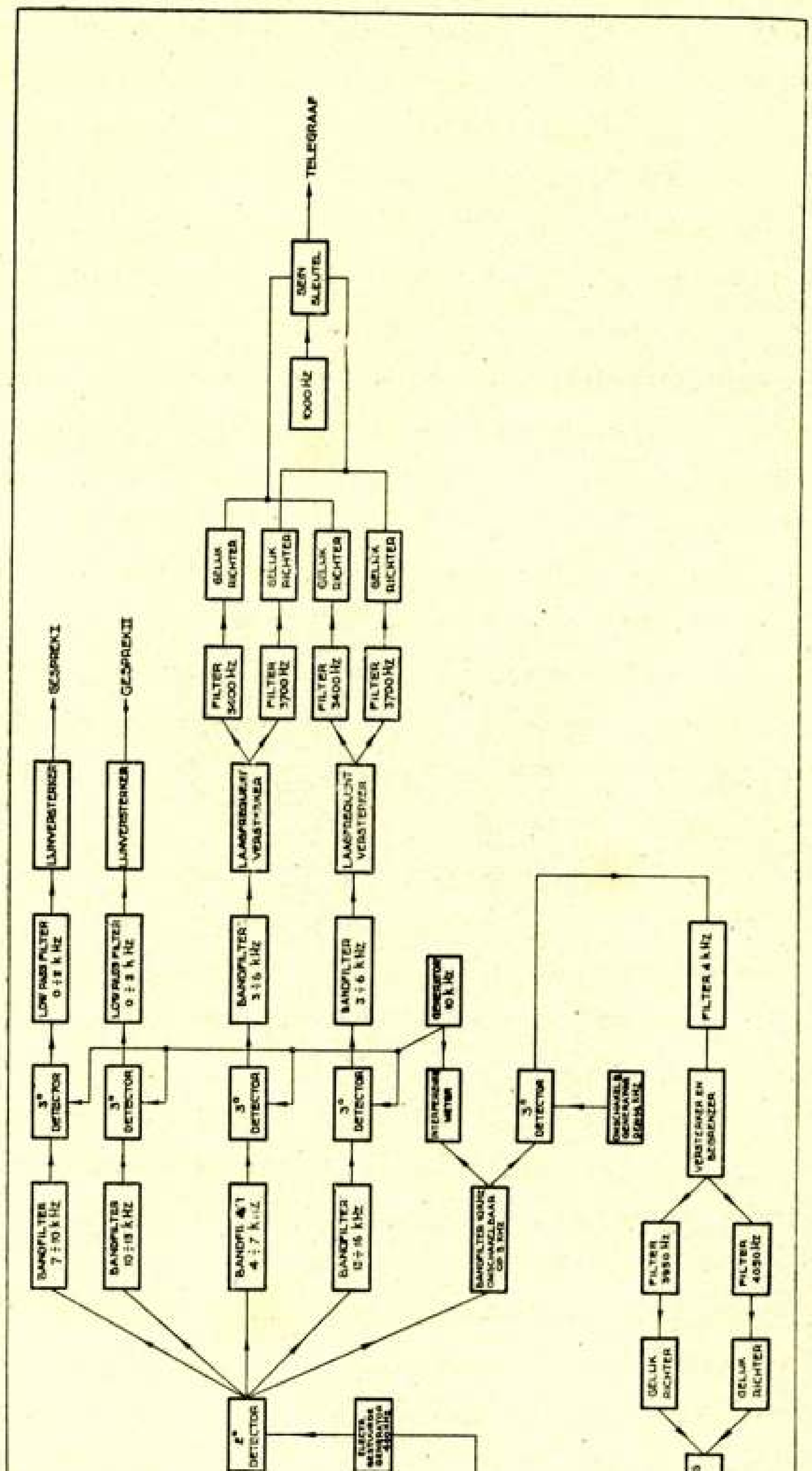
Allereerst is een filter aanwezig, dat de stuurfrequentie uitzeeft. Is de draaggolf onderdrukt dan ligt de getransformeerde stuurfrequentie op 5 kHz, wordt de draaggolf zelf als stuurfrequentie gebruikt dan ligt deze op 10 kHz. Teneinde beide soorten uitzendingen te kunnen ontvangen is het betreffende filter omschakelbaar uitgevoerd.

Vervolgens zijn twee bandfilters aanwezig resp. van 7—10 kHz en van 10—13 kHz voor de beide telefoniekanalen, en nogmaals een tweetal bandfilters resp. van 4—7 kHz en van 13—16 kHz welke de dubbeltonen van het tweezijdig gemoduleerd telegrafiekanaal uitzeven.

Achter elk van de vier laatstgenoemde filters volgt een detector die tevens de lokaal opgewekte draagfrequentie van 10 kHz toegevoerd krijgt.

Na deze derde detectie ontstaan uit de telefoniekanalen direct verstaanbaar de twee gesprekken, die via eén low-passfilter en een versterker aan den kabel worden toegevoerd.

De telegrafiekanalen geven beide na de derde detectie de dubbeltoontelegrafie, waarvan de rust- en de werkfrequentie resp. liggen op 3400 en 3700 Hz. Aangezien de combinatie van


TELEGRAAF
SEIN SLEUTEL
1000 Hz
GELIJK RICHTER
FILTER 3400 Hz
FILTER 3700 Hz
GESPREK I
GESPREK II
LIJNVERSTERKER
LAAGFREQUENT VERSTERKER
LOW PASS FILTER 0 ÷ 3 k Hz
BANDFILTER 3 ÷ 6 k Hz
GENERATOR 10 k Hz
3° DETECTOR
BANDFILTER 7 ÷ 10 k Hz
BANDFILTER 10 ÷ 13 k Hz
BANDFILTER 4 ÷ 7 k Hz
BANDFILTER 12 ÷ 16 k Hz
FILTER 4 k Hz
VERSTERKER EN BEGRENZER
FILTER 3950 Hz
FILTER 4050 Hz
REGELSPANNING APPARAAT
2° DETECTOR
M.F. VERSTERKER 470 k Hz
1° DETECTOR
KRISTAL GENERATOR
MECH. GESTUURDE GENERATOR
H.F. VERSTERKER 14 ÷ 70 m
V

Figuur 4.

de twee rust- en de twee werksignalen eerst als gelijkstroom kan plaats vinden, wordt in ieder kanaal eerst de 3400 Hz gescheiden van de 3700 Hz, waarna de vier aldus verkregen frequenties na begrenzing en gelijkrichting twee aan twee gecombineerd worden. Deze gecombineerde gelijkstroomen bekrachtigen een relais, dat een toon van 1000 Hz de lijn opzendt.

Teneinde de mogelijkheid open te houden in de toekomst eventueel meer kanalen aan te brengen zijn de na den derden detector volgende filters in de telegrafiekanalen breed gehouden nl. 3—6 kHz.

De uit het filter van 5 resp. 10 kHz komende getransformeerde stuurfrequentie wordt toegevoerd aan een derden detector tezamen met een lokaal opgewekte spanning, waarvan de frequentie in overeenstemming met het vóór den derden detector gebruikte filter gekozen wordt, en wel zoodanig, dat na de detectie de stuurfrequentie 4 kHz is.

Deze frequentie van 4 kHz wordt versterkt en vervolgens begrensd, teneinde aan de reeds genoemde bezwaren, verbonden aan de electrische frequentiebijregeling, zooveel mogelijk tegemoet te komen. De in amplitude begrensde stuurfrequentie wordt daarna toegevoerd aan een tweetal kringen welke afgestemd zijn op resp. 3950 en 4050 Hz. De resonantiekrommen van deze kringen snijden elkaar bij 4000 Hz, zoodat over beide kringen een even groote wisselspanning staat indien de toegevoerde frequentie precies 4 kHz bedraagt; wijkt de toegevoerde frequentie van 4 kHz af, dan zijn de wisselspanningen over de kringen ongelijk van grootte. De spanning over iedere kring wordt na versterking gelijkgericht en het verschil van de aldus verkregen gelijkspanningen wordt, over een vertragingsketen, als regelspanning toegevoerd aan de generatoren. Door middel van een drempel en een begrenzer wordt de regelspanning in hoofdzaak van de frequentie, en slechts weinig van de amplitude van de stuurfrequentie afhankelijk.

Men kan de grootte van de regelspanning, die positief, nul of negatief kan zijn, aflezen op de voltmeter V, welke aldus een indicatie geeft of het toestel juist is afgestemd, en indien dit niet het geval is, naar welke richting het verstemd is. Deze voltmeter is voor de bediening een gewichtig onderdeel.

De electrische frequentie-bijregeling van den tweeden zwever komt op bekende wijze tot stand, door wijziging van de werkzame zelfinductie van den oscillatorkring. De regelspanning be-

invloedt daartoe het rooster van een lamp, waarvan de plaatkring inductief gekoppeld is met de spoel uit den slingerketen van den generator.

De mechanische frequentiebijregeling van den eersten zwever vindt plaats door verandering van de capaciteit in den generatorkring. Daartoe is, parallel aan de vaste capaciteit, een kleine variabele condensator aangebracht, welke door middel van een Ferraris-motor gedraaid kan worden. Zooals bekend, bevat een dergelijke Ferraris-motor (kWh-meter) twee spoelen. Een van deze spoelen wordt direct gevoed uit het 50 Hz-net, de andere is als diagonaal geplaatst in een brugschakeling, waarbij de netspanning op de andere diagonaal aangesloten is. Deze takken van de brug worden door weerstanden gevormd, de vierde door den inwendigen weerstand van een lamp op het rooster waarvan de regelspanning aangesloten is.

De brug is zoodanig ingesteld, dat bij afwezigheid van regelspanning de diagonaal die de motorspoel bevat, stroomloos is. Wordt de regelspanning positief of negatief, dan gaat de motor in de eene of naar de andere richting draaien en wel zoolang, totdat het evenwicht weer hersteld is.

Teneinde te kunnen controleeren of de ontvanger juist ingesteld is, wordt de getransformeerde stuurfrequentie, na de tweede detectie, vergeleken met de frequentie van de plaatselijk opgewekte draaggolf. Is deze getransformeerde stuurfrequentie ten naaste bij 10 kHz, dan wordt deze direct toegevoerd aan een detector tezamen met de plaatselijke draagfrequentie van 10 kHz. Het aantal zwevingen van den mA-meter in de plaatkring van den detector geeft dan het frequentieverschil aan.

Is de getransformeerde stuurfrequentie ongeveer 5 kHz, dan voert men de tweede harmonische daarvan toe aan den interferentiemeter.

*Naschrift.*

Een proefzender in experimenteelen vorm was in Mei 1933 gereed, terwijl in Ned. Oost-Indië voor een passenden ontvanger was zorggedragen, zoodat met het proefverkeer een aanvang werd gemaakt.

De resultaten waren onmiddellijk overtuigend en volledig. Tusschen het moment, dat besloten werd het oude te verlaten en het tijdstip waarop het nieuwe kon worden beproefd is geruimen tijd verloopen, waarin zooveel werk moest worden ver-

richt dat wel eens de twijfel is gerezen of het resultaat de gemaakte kosten zou loonen. Te vaak is bij het uitwerken van nieuwe methoden de uitslag half positief en half negatief, zoodat ingrijpende verbeteringen noodig zijn.

Het éénzijbandsysteem evenwel gaf direct een indrukwekkend volmaakt resultaat, waarbij alle theoretische verwachtingen in de werkelijkheid werden bevestigd.

Het systeem openbaart zich daarbij als één van die technische concepties waarbij de scheppende gedachte wel bijzonder de toekomstige realiteit logisch en helder heeft voorvoeld.

1°. De energiebesparing is doorslaand. Schoksgewijze stijgen de antenne-ampèremeter en ook de anodestroommeters van den eindtrap wanneer gesproken wordt. Spreekt men niet dan wordt zoo goed als geen anode-energie verbruikt; de laatste trap werkt nl. nagenoeg in B-instelling. Practisch gesproken speelt vergeleken bij vroeger het energieverbruik een ondergeschikte rol en bestaan de zenderkosten grootendeels uit lampkosten.

De lampen van de eindtrap leveren gemiddeld weinig energie, doch moeten voor het opnemen van de optredende piekstroomen ruim zijn gedimensioneerd, wat hun verzadigingsstroom betreft. Men is dzz. doende hiervoor een bijzonder lamptype te ontwikkelen dat gekarakteriseerd is door een kathode met groote emissie en daarbij vergeleken gering dissipatievermogen. Het schijnt dat op die wijze de lampkosten kunnen worden gedrukt.

Voor het overige valt ten aanzien van het benutten der lampruimte te bedenken, dat bij 100 % modulatie van één toon op een tweebandzender slechts $^1/_4$ van de beschikbare amplitude door één zijband wordt ingenomen. Wordt met dezelfde lampruimte slechts met één zijband gewerkt dan kan de amplitude daarvan 4 × zoo groot en de energie 16 × zoo groot zijn. Rekent men, dat bij gewone telefonie met twee zijbanden de draaggolfenergie nutteloos is en bovendien één van de twee zijbanden wegens zijn eventueele schadelijke werking eveneens als nutteloos is te beschouwen, dan volgt hieruit, dat bij dezelfde lampruimte, een éénzijbandzender voor een één-toonmodulatie 16 × zoo sterk kan worden genoemd als een tweezijbandzender met dezelfde lampruimte.

2°. De fading is practisch opgeheven. Achtergrond-geruisch

is niet aanwezig. De ontvangst imponeert, doordat het radiogesprek in zijn karakter een lijngesprek gelijk is geworden.

3°. Opvallend is, dat alle lampen, hoewel lineair ingesteld zijnde, met wisselstroom kunnen worden gevoed, zonder dat zich bij de ontvangst wisselstroombrom voordoet. Dit zeer verrassend resultaat moet aan de afwezigheid van de draaggolf worden toegeschreven.

Niettemin zijn de zenders van een gelijkstroomvoeding voor de lampen voorzien om ook ten behoeve van omroepdoeleinden met twee zijbanden en draaggolf te kunnen werken. Bij nationale hoogtijdagen worden de zenders nl. ook voor omroepdoeleinden gebruikt, zoodat luisteraars met gewone ontvangtoestellen moeten kunnen ontvangen. Bedrijft men de tweezijbandtelefonie met wisselstroom op de lampen, dan ontstaat een amplitudebrom van ongeveer 10 %; naast de draaggolf ontstaan dus vrij sterke brom-zijbanden. Aan te nemen is, dat bij éénzijbandtoestand van den zender waarbij alle lampen op dezelfde wijze zijn ingesteld eveneens een dergelijke amplitudebrom ontstaat. Waar echter de draaggolf afwezig is, kunnen de bromzijbanden alleen ontstaan om elk van de frequenties van den zijband. Deze zijbanden van zijbanden zijn daardoor niet alleen zwakker geworden, doch bij detectie ten opzichte van de sterke toegevoegde draaggolf ontstaan in hoofdzaak allerlei hoogere tusschentonen, die blijkbaar niet schaden. Om dergelijke redenen is ook eventueele fase- en frequentiemodulatie onschadelijk geworden.

4°. Het multipel werken met twee telefoniekanalen en een telegrafiekanaal geeft groote soepelheid in de bedrijfsexploitatie. In de naaste toekomst zal het aantal kanalen nog worden uitgebreid. Juist dezer dagen is van Indische zijde reeds een derde telefoniekanaal ingelegd.

De definitieve ombouw van de 4 bestaande zenders kwam in December 1934 gereed. In de verschillende foto's is een afbeelding gegeven van de zenders en ontvangers.

Te vermelden valt nog dat voor radiorelayeering de éénzijbandzenders belangrijke diensten hebben bewezen, zoowel in Nederlad als in Ned. Oost-Indië, in het bijzonder wegens de fadingvoordeelen. Het werken met twee zijbanden moet hierbij verre worden achtergesteld.

Alleen de selectieve fading op den zijband is gebleven; evenwel is dit minder hinderlijk dan de draaggolffading bij twee zijbanden. Door meervoudige ontvangst op verschillende antennes is hieraan tegemoet te komen, wanneer wordt zorg gedragen, dat dezelfde locale draaggolf wordt bijgemengd. Met behulp van een en ander kan de kortegolfomroep-relayeering in de toekomst nog groote verbetering ondergaan, vooral voor die richtingen over den wereldbol welke minder gunstig zijn.

Voorloopige waarnemingen schijnen er echter op te wijzen, dat bij het overbruggen in het bijzonder van groote afstanden, nog een andere naar het schijnt ongeneeslijke vervorming optreedt, welke meer of minder ernstig is, naar gelang van de gesteldheid van de ionosfeer. Wanneer de electrische golven zich meerdere wegen in de ionosfeer banen, krijgt men bij de ontvangst te doen met de superpositie van onderling verschoven modulatiebeelden. Bedenkt men daarbij, dat voor verschillende frequenties de aanleiding voor het inslaan van verschillende wegen het grootst is, dan zal bovengenoemde verschuiving voor verschillende frequenties in de hand worden gewerkt.

Een vervorming zooals over lange geleidingen optreedt, in verband met de verschillende looptijd van de verschillende frequenties is hiermede eenigszins te vergelijken.

Het mislukken van de beeldtelegrafie met groote seinsnelheid op de korte golven, zulks tengevolge van het feit, dat het tijdsverschil van opvolgende punten en het tijdsverschil van de meerdere aankomende stralen in gelijke grootte-orde komen, houdt verband met deze zelfde omstandigheid.

Na hetgeen hierboven is medegedeeld, moet de bestaande toestand, waarbij nog steeds allerwege de oude tweezijbandmethode wordt gebruikt, als een barbarisme worden beschouwd; te veel frequentieruimte wordt in beslag genomen en de energie van de draaggolf en den overtolligen zijband wordt noodeloos en zelfs schadelijk vermorst.

Gaarne wordt door dit verslag, welks karakter literatuuraanhaling ongewenscht deed schijnen, bijgedragen voor het bespoedigen van een betere toekomst, welke door de baanbrekende conceptie en het werk van den wetenschappelijken staf van de International Standard Electric Co is voorbereid.

In den loop van de jaren hebben vele Heeren van den Indischen P. T. T.-dienst en van het radiolaboratorium van den Nederlandschen P. T. T.-dienst waarvan ik moge noemen de Heeren Einthoven, de Haas, Lels en Leunis, de Cock Buning, van Dijl,

Ennen, Stöver, Verton, Vormer, Vos de Wael en Jhr. van der Wyck hun krachten ingespannen om constructiemoeilijkheden te overwinnen en de apparatuur van het zend- en ontvangstation aan te passen aan de behoeften en leeringen van de practijk. Het is hen een voldoening geweest in en door hun werk te mogen ervaren hoe verrassend juist de Standard-conceptie is en welke rol het éénbandsysteem ten dienste van het groote-afstandverkeer zal kunnen spelen.

's-Gravenhage, 1937.

# DE BEPALING VAN DE GUNSTIGSTE OPSTELLINGS-PLAATS VOOR EEN OMROEPZENDER OP 301,5 METER IN NEDERLAND

door

Prof. Dr Ir N. KOOMANS

Naast de rapporten, welke over dit onderwerp zijn gepubliceerd in het Tijdschrift van het Nederlandsch Radio-Genootschap nr 6 van April 1938, is destijds daaraan voorafgegaan een rapport, uitgebracht door het Radiolaboratorium van de P. T. T. op 14 September 1934. Het schijnt gewenscht ook dit rapport af te drukken in het tijdschrift van ons Genootschap, teneinde de behandeling van het betrokken onderwerp vollediger tot zijn recht te doen komen.

## Rapport van de veldsterktemetingen langs de grenzen van Nederland, waarbij de proefzender geplaatst was te Maarssen en Zoetermeer

Gedurende het tijdvak van 7—27 Juni 1934 werd de veldsterkte van den proefzender te Maarssen ($\lambda$ 330 m) gemeten langs de grenzen van Nederland. Hierna is de zender te Zoetermeer opgesteld en werden wederom metingen gedaan en wel tusschen 30 Juli en 11 Augustus ($\lambda$ 325 m). Op beide meettochten is eveneens de veldsterkte van Hilversum gemeten.

In Tabel 1 en 2 zijn de uitkomsten van de metingen vermeld, waarbij de veldsterkten zijn aangegeven als vergelijkingscijfers. De nummers van de meetplaatsen correspondeeren met die, op fig. 1 aangegeven. Bij het vergelijken van de gevonden veldsterkten van Maarssen en Zoetermeer moet rekening worden gehouden met het verschil in uitgestraalde energie; voor Maarssen was deze 100 W en voor Zoetermeer 55 W. Om een zuiver

beeld te verkrijgen moeten dus de cijfers voor Zoetermeer worden vermenigvuldigd met $\sqrt{\frac{100}{55}} = 1,34$, en in kolom 3 van Tabel 2 door 1,34 gedeeld worden. Dit laatste geeft dan de cijfers van kolom 4, en deze cijfers kunnen nu vergeleken worden met kolom 3 van Tabel 1.

De gemeten veldsterkte van Hilversum was op beide meettochten op dezelfde plaats niet steeds gelijk. Dit duidt aan, dat de metingen, absoluut genomen, slechts een betrekkelijke nauwkeurigheid hebben. Evenwel zijn de verhoudingsmetingen van Hilversum en den proefzender op het zelfde oogenblik en op dezelfde plaats van veel grooter nauwkeurigheid.

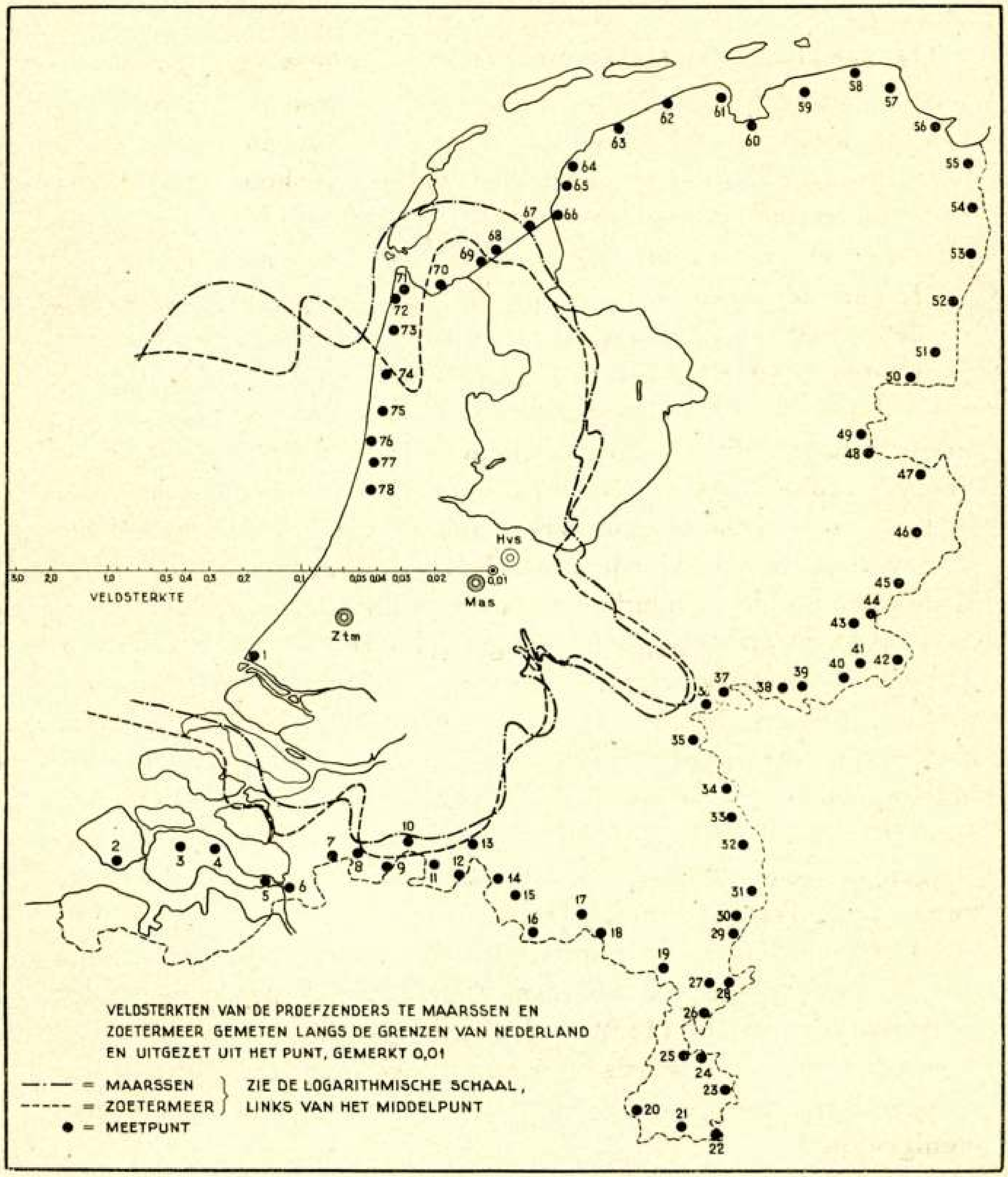
De gemiddelde verhouding van de veldsterkten van Hilversum en den proefzender, gemeten op paatsen langs de grens, tusschen de punten 1 en 43 (1 en 40) *) blijkt 2,85 (3,2) te zijn. Hieruit volgt dat een zender te Maarssen (Zoetermeer), indien deze een uitgestraalde antenne-energie zou hebben van $2,85^2 \times 100$ W = 820 W ($3,2^2 \times 55$ W = 570 W) aan de grens in den beschouwden sector een evengroote veldsterkte zou geven als Hilversum. Voor de ontvangst in het Noorden, tusschen meetpunt 60 en 70 (52 en 70) is de gemiddelde verhouding van de ontvangsterkten 3,7 (6,7), zoodat, om in dezen sector de ontvangst gelijk te doen zijn aan die van Hilversum, de proefzender een energie had moeten uitstralen van $3,7^2 \times 100$ W = 1400 W ($6,7^2 \times 55$ W = 2500 W). De sector tusschen de meetpunten 44 en 59 (41 en 51), waarin de sterkteverhouding ongunstig is voor den proefzender, omvat slechts 18 % (11,5 %) van 360°. Om ook in dezen sector een ontvangst te verkrijgen, die gemiddeld gelijk is aan die van Hilversum, zou de energie van den proefzender moeten bedragen $11,4^2 \times 100$ W = 13 kW ($13,4^2 \times 55$ W = 10 kW) aangezien de gemiddelde verhouding van de veldsterkte van Hilversum tot die van den proefzender in dezen sector 11,4 (13,4) bedraagt.

Verder mag nog worden opgemerkt, dat bij gebruik van een halvegolf-antenne deze energieën met ± 0,6 moeten worden vermenigvuldigd.

Een zender van ongeveer de sterkte van Hilversum, doch opgesteld b.v. te Maarssen, zou voor het overgroote deel van Nederland een ontvangst geven, welke die van Hilversum verre zou overtreffen en voor de ongunstigste richtingen een ontvangsterkte minstens van dezelfde orde van grootte als de tegenwoordige.

*) De tusschen haakjes geplaatste getallen hebben betrekking op Zoetermeer.

Bij beschouwing van de krommen van fig. 1 vallen verschillende bijzonderheden in het oog. Zoo wordt de in verhouding sterke ontvangst in de omgeving van Pannerden waarschijnlijk veroorzaakt door de aanwezigheid van de groote rivieren




Figuur 1.

daar ter plaatse. Verder valt op, dat de ontvangst van Zoetermeer in het Noorden van Noord-Holland zwak is; dit wordt waarschijnlijk veroorzaakt door de hooge demping, die de duinenrij veroorzaakt. Aan één enkele zwakke veldsterkte van Maarssen

| | TABEL 1 | | | TABEL 2 | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | 1e meettocht | | | 2e meettocht | | | |
| | Maarssen | Hilversum | $\text{Verh}\frac{\text{Hvs}}{\text{Mas}}$ | Zoetermeer | Hilversum | $\text{Verh}\frac{\text{Hvs}}{\text{Ztm}}$ | $\text{Verh}\frac{\text{Hvs}}{\text{Ztm}} \times \frac{1*}{1.34}$ |
| Meetplaats 1 | 0.98 | 3.04 | 3.1 | 1.25 | 2.42 | 1.93 | 1.44 |
| 2 | 0.37 | 1.15 | 3.1 | 0.43 | 1.07 | 2.5 | 1.86 |
| 3 | | | | 0.52 | 1.27 | 2.4 | 1.79 |
| 4 | 0.45 | 1.35 | 3. - | 0.40 | 1.38 | 3.5 | 2.6 |
| 5 | 0.32 | 1.06 | 3.3 | 0.45 | 1.33 | 3.— | 2.2 |
| 6 | 0.26 | 0.63 | 2.4 | 0.17 | 0.37 | 2.2 | 1.64 |
| 7 | 0.35 | 0.69 | 1.96 | | | | |
| 8 | | | | 0.28 | 0.73 | 2.6 | 1.94 |
| 9 | 0.30 | 0.62 | 2.1 | | | | |
| 10 | | | | 0.27 | 0.68 | 2.5 | 1.86 |
| 11 | 0.27 | 0.50 | 1.85 | | | | |
| 12 | 0.23 | 0.51 | 2.2 | | | | |
| 13 | | | | 0.1888 | 0.51 | 2.7 | 2.0 |
| 14 | 0.18 | 0.36 | 2.— | | | | |
| 15 | | | | 0.075 | 0.18 | 2.5 | 1.86 |
| 16 | 0.062 | 0.110 | 1.78 | | | | |
| 17 | | | | 0.060 | 0.145 | 2.4 | 1.79 |
| 18 | 0.079 | 0.124 | 1.57 | | | | |
| 19 | 0.071 | 0.099 | 1.40 | | | | |
| 20 | 0.037 | 0.063 | 1.70 | 0.0202 | 0.049 | 2.4 | 1.79 |
| 21 | 0.036 | 0.052 | 1.44 | 0.021 | 0.069 | 3.3 | 2.5 |
| 22 | 0.034 | 0.058 | 1.70 | 0.023 | 0.067 | 2.9 | 2.2 |
| 23 | 0.024 | 0.038 | 1.58 | | | | |
| 24 | 0.027 | 0.054 | 2.— | | | | |
| 25 | | | | 0.027 | 0.072 | 2.7 | 2.0 |
| 26 | 0.036 | 0.056 | 1.55 | | | | |
| 27 | | | | 0.023 | 0.073 | 3.2 | 2.4 |
| 28 | 0.034 | 0.074 | 2.2 | | | | |
| 29 | 0.039 | 0.090 | 2.3 | | | | |
| 30 | | | | 0.031 | 0.122 | 3.9 | 2.4 |
| 31 | | | | | | | |
| 32 | 0.053 | 0.116 | 2.2 | 0.031 | 0.157 | 5.1 | 3.8 |
| 33 | 0.058 | 0.114 | 1.97 | | | | |
| 34 | | | | 0.053 | 0.24 | 4.5 | 3.4 |
| 35 | 0.043 | 0.206 | 4.8 | | | | |
| 36 | 0.144 | 0.97 | 6.7 | 0.130 | 0.61 | 4.7 | 3.5 |
| 37 | | | | 0.098 | 0.52 | 5.3 | 4.0 |
| 38 | 0.049 | 0.27 | 5.5 | | | | |
| 39 | | | | 0.045 | 0.22 | 4.9 | 3.7 |

* Hierbij is de energie van Ztm herleid tot die van Mas.

TABEL 1

| Meetplaats | 1e meettocht Maarssen | Hilver-sum | $Verh \frac{Hvs}{Mas}$ |
|---|---|---|---|
| 40 | 0.047 | 0.32 | 6.8 |
| 41 | | | |
| 42 | 0.037 | 0.28 | 7.6 |
| 43 | | | |
| 44 | 0.034 | 0.30 | 8.8 |
| 45 | 0.028 | 0.28 | 10.— |
| 46 | 0.028 | 0.22 | 7.9 |
| 47 | 0.030 | 0.27 | 9.— |
| 48 | 0.030 | 0.28 | 9.4 |
| 49 | | | |
| 50 | 0.028 | 0.34 | 12.2 |
| 51 | | | |
| 52 | 0.027 | 0.30 | 11.1 |
| 53 | 0.030 | 0.24 | 8. — |
| 54 | 0.032 | 0.29 | 9.1 |
| 55 | 0.040 | 0.48 | 12. - |
| 56 | 0.039 | 0.65 | 16.6 |
| 57 | 0.059 | 0.88 | 14.9 |
| 58 | 0.053 | 0.96 | 18.1 |
| 59 | 0.071 | 0.83 | 11.6 |
| 60 | 0.097 | 0.58 | 6.— |
| 61 | 0.170 | 0.69 | 4.1 |
| 62 | 0.204 | 0.86 | 4.2 |
| 63 | 0.29 | 0.87 | 3.— |
| 64 | 0.38 | 1.31 | 3.4 |
| 65 | | | |
| 66 | 0.50 | 1.42 | 2.8 |
| 67 | 0.58 | 1.58 | 2.7 |
| 68 | | | |
| 69 | 0.72 | 1.91 | 2.7 |
| 70 | | | |
| 71 | | | |
| 72 | 0.60 | 2.03 | 3.4 |
| 73 | | | |
| 74 | 0.24 | 2.6 | 10.8 |
| 75 | | | |
| 76 | 1.11 | 4.8 | 4.3 |
| 77 | | | |
| 78 | | | |

TABEL 2

| Meetplaats | 2e meettocht Zoeter-meer | Hilver-sum | $Verh \frac{Hvs}{Ztm}$ | $Verh \frac{Hvs}{Ztm} \times \frac{1}{1.34}$ * |
|---|---|---|---|---|
| 40 | | | | |
| 41 | 0.021 | 0.24 | 11.4 | 8.5 |
| 42 | | | | |
| 43 | 0.020 | 0.25 | 12.5 | 9.3 |
| 44 | | | | |
| 45 | 0.0167 | 0.23 | 13.7 | 10.2 |
| 46 | 0.0167 | 0.20 | 11.9 | 8.9 |
| 47 | 0.0157 | 0.25 | 15.9 | 11.9 |
| 48 | | | | |
| 49 | 0.0178 | 0.23 | 12.9 | 9.6 |
| 50 | | | | |
| 51 | 0.022 | 0.34 | 15.4 | 11.5 |
| 52 | 0.024 | 0.21 | 8.8 | 6.6 |
| 53 | 0.022 | 0.181 | 8.2 | 6.1 |
| 54 | 0.024 | 0.21 | 8.8 | 6.6 |
| 55 | 0.031 | 0.23 | 7.4 | 5.5 |
| 56 | 0.039 | 0.31 | 7.9 | 5.9 |
| 57 | 0.058 | 0.39 | 6.7 | 5.0 |
| 58 | 0.057 | 0.48 | 8.4 | 6.3 |
| 59 | 0.058 | 0.39 | 6.7 | 5.0 |
| 60 | 0.068 | 0.59 | 7.2 | 5.4 |
| 61 | 0.100 | 0.65 | 6.5 | 4.9 |
| 62 | 0.145 | 0.71 | 4.9 | 3.7 |
| 63 | 0.162 | 0.76 | 4.7 | 3.5 |
| 64 | | | | |
| 65 | 0.21 | 1.39 | 6.6 | 4.9 |
| 66 | | | | |
| 67 | 0.29 | 1.55 | 5.3 | 4.0 |
| 68 | 0.29 | 1.55 | 5.3 | 4.0 |
| 69 | 0.35 | 1.72 | 4.9 | 3.7 |
| 70 | 0.34 | 1.92 | 5.7 | 4.3 |
| 71 | 0.126 | 1.83 | 14.5 | 10.8 |
| 72 | | | | |
| 73 | 0.075 | 2.24 | 30.— | 22.4 |
| 74 | 0.184 | 3.75 | 20.3 | 15.1 |
| 75 | 0.39 | | | |
| 76 | | | | |
| 77 | 0.25 | 2.74 | 11.— | 8.2 |
| 78 | 0.86 | 4.2 | 4.9 | 3.7 |

* Hierbij is de energie van Ztm herleid tot die van Mas.

in Noord-Holland mag niet te veel waarde worden toegekend, aangezien het niet mogelijk bleek, in de omgeving van dit punt meerdere betrouwbare metingen te doen. In het algemeen blijkt, dat het verschil tusschen Maarssen en Zoetermeer, wat betreft de ontvangst aan de grens, gering is.

Teneinde ook betere ontvangst in het Noorden van Noord-Holland te verkrijgen zou de zender geplaatst kunnen worden b. v. 20 à 25 km ten Oosten van Zoetermeer (b. v. in de buurt van Zwammerdam, Zegveld, Kamerik). De veldsterktekromme zou dan wellicht fractioneel iets gunstiger zijn dan die van Maarssen en Zoetermeer.

Dit rapport was voorzien van een samenvatting welke als volgt luidde:

„Uit dit rapport blijkt, dat de plaatsing van het omroepstation te Hilversum bepaald ongunstig is.

De uitgestraalde energie van dit station gaat naar alle richtingen grootendeels verloren in den zandgrond, die Hilversum omgeeft. Dit is ook het geval in de richting van de veen- en kleigrond van Noord- en Zuid-Holland en Zeeland waarin de groote bevolkingscentra zijn gelegen.

Voorts blijkt uit het rapport, dat geen noemenswaard verschil bestaat tusschen de plaatsing van den proefzender te Maarssen en te Zoetermeer.

De speculatie dat voor de zenderplaats te Zoetermeer de schaduw van de Utrechtsche- en de Geldersche heuvels zou verminderen, waardoor een gunstige toestand zou ontstaan, is althans wat dit laatste betreft niet opgegaan. Wel is die vermindering inderdaad zeer merkbaar, doch andere factoren zooals de Hondsrug in Drente, temperen practisch dit resultaat.

Bovendien heeft Zoetermeer tegen, dat een deel van Noord-Holland door de duinenrij wordt benadeeld.

Men krijgt uit de metingen den indruk, dat het er niet veel op aan komt waar de zender staat, wanneer slechts de zandgrond wordt vermeden en de zender aan de Westzijde daarvan wordt opgesteld.

Hieruit zou volgen, dat het logisch is om een plaats voor den zender te zoeken zoodanig, dat hij goed staat t.o.v. de groote steden en tevens eenigen afstand wordt bewaard tot bevolkingscentra, terwijl een praktische ligging t.o.v. muziekaders en een lage prijs voor de benoodigde gronden sterk in aanmerking dienen te worden genomen.

Er bestaat weinig aanleiding, gegeven het geringe verschil dat de beide zenderplaatsen hebben opgeleverd, om nog andere plaatsen te onderzoeken, behalve ter contrôle uiteraard die plaats, welke op grond van de bovengemelde gezichtspunten definitief wordt aangewezen, welk laatste onderzoek kan bestaan in het oprichten van een provisorischen telefonie-zender ter plaatse."

De methode, die bij het voorgaande is gevolgd, bestond derhalve hierin, dat aan de hand van de bodemkaart van Nederland, de geleidingsvermogens, die met de verschillende bodemsoorten samenhangen en de verdeeling van de grootere bevolkingscentra een aanvankelijke keuze voor de plaats of plaatsen van een omroepstation wordt gedaan, waarna veldsterktemetingen worden verricht, als hebben plaats gevonden, om te worden gevolgd door een definitieve contrôle.

Uit het bovenstaande, vergeleken met de gepubliceerde rapporten in het Tijdschrift van het Nederlandsch Radio-Genootschap nr 6 van April 1938, blijkt verschil van opvatting over de te volgen methode voor het bepalen van een geschikte plaats voor een omroepzender op 301,5 meter.

Er zij evenwel op gewezen, dat het resultaat van de beide methoden feitelijk weinig of niet verschilt; zulks springt in het oog, indien rekening wordt gehouden met de navolgende opmerkingen, die ten aanzien van het rapport van Dr van der Pol zijn te maken.

In dit rapport wordt, steunende op het reciprociteitsbeginsel van Lorenz-Sommerfeld, en de metingen in aansluiting daarmede verricht, een mathematisch meest juist punt, Vianen, voor het plaatsen van een omroepzender aangegeven.

Door de onvermijdelijke onnauwkeurigheid die aan veldsterktemetingen eigen is, zal als resultaat voor de bepaling van de gunstigste plaats voor een omroepzender niet *één punt* kunnen worden gevonden, maar zal men slechts kunnen komen tot een zeker oppervlak, waarbinnen de zender moet worden opgesteld. Dit oppervlak zal dan zijn de goedgeleidende bodem, die zich uitstrekt in de provincie Utrecht en daaraan grenzend in Zuid-Holland.

Het nl. een feit, dat bij het trekken van conclusies uit veldsterktemetingen voorzichtigheid geboden is [1]). De ervaring heeft

[1]) Het teruggrijpen op het artikel van Dr v. d. Pol in het Tijdschrift van het Nederlandsch Radio-Genootschap 4,105, 1930, zulks in het rapport aan de Zendercommissie, moet worden afgewezen. De in dit artikel uit de

nl. geleerd, dat wanneer meer dan eens op dezelfde plaats de veldsterkte wordt gemeten, de gevonden waarden aanmerkelijk onderling kunnen verschillen. Zoo werden herhaaldelijk verschillen van 15 % geconstateerd, een enkele maal zelfs 24 %. Wordt hierbij gevoegd de ervaring, dat twee metingen op een onderlingen afstand van b.v. 100 m aanzienlijke verschillen kunnen opleveren, dan blijkt dat uit al de verkregen gegevens slechts globale conclusies mogen worden getrokken en dat het aannemen van nauwkeurigheid ongeoorloofd is. Het bepalen van de uitgestraalde energie van de proefzenders is eveneens een meting gebleken, waarvan de nauwkeurigheid niet te hoog mag worden aangeslagen. Immers is aanvankelijk bij gelijke antennes en gelijke antennestroomen een aanzienlijk verschil geconstateerd bij de meting van de veldsterkte op geringe, voor beide zenders gelijke afstanden. Dit verschil bedroeg bij de zenders Lopik en Zegveld ruim 16 %, zonder dat voor dit verschil een aannemelijke verklaring kon worden gevonden.

Weliswaar zijn bij latere metingen in de omgeving van Zegveld gemiddeld grootere veldsterkten gemeten, doch er is steeds een verschil blijven bestaan. Verder is duidelijk gebleken, ook bij latere contrôle-metingen, dat over de geheele Noordelijke helft van de stralingsfiguur van den zender te Lopik alle gemeten waarden binnen den cirkel van het gemiddelde veld liggen, zoodat niet mocht worden aangenomen dat de stralingsfiguur een cirkel is. Deze overwegingen veroorzaken twijfel aan de juistheid van de vergelijkende resultaten tusschen Lopik en Zegveld, althans nopen tot het aannemen ook uit dien hoofde van een niet geringen graad van onnauwkeurigheid.

Afgescheiden hiervan kan met de toegepaste meetmethode geen nauwkeurig omschreven optimumplaats worden gevonden voor een centralen zender, welke in het Zuiden en Noorden van het land gelijke veldsterkten geeft. Immers, worden voor de opstellingsplaatsen der hulpzenders in het Noorden en Zuiden andere dan de betrekkelijk willekeurige plaatsen Borgharen

---

veldsterktemetingen van den 300 m zender te Hilversum getrokken conclusies zijn aanvechtbaar. Op blz. 115 van dit artikel blijkt uit tabel II, dat de uitgestraalde energie van den zender bepaald is uit veldsterktemetingen op een afstand van 4 à 5 km van den zender. De bodemdemping in de omgeving van Hilversum is evenwel zoo groot, dat dit zelfs bij benadering niet geoorloofd is. De gevonden resultaten wijken daardoor een grootte-orde af van de juiste. De verdere beschouwingen en tabellen in dit artikel, op deze meting steunende, moeten daarom worden uitgeschakeld.

en Finsterwolde gekozen, dan wordt niet Vianen doch een andere plaats gevonden.

Dat dit inderdaad zoo is, kan met behulp van een paar voorbeelden duidelijk worden gemaakt. Beschouwen wij daartoe de 500 $\mu$V lijn van fig. 2 op blz. 200 van het Tijdschrift van het Ned. Radio-Genootschap No. 6, 1938. Plaatsen wij de hulpzenders in het Noorden en Zuiden op een willekeurige plaats op deze lijn, dan zal de veldsterkte van deze zenders in Zegveld gelijk zijn. Hieruit blijkt zonder meer, dat bij verschuiving van de hulpzenders over enkele km een geheel andere optimumplaats wordt gevonden.

Als 2e voorbeeld bezien wij de tabel op blz. 198. Hieruit blijkt dat een zender in Lopikerkapel (Vianen) in Heerlen een veldsterkte geeft van 19,4 $\mu$V/m en in Winschoten 12,7 $\mu$V/m. Aan den eisch: gelijke veldsterkte in het Noorden en Zuiden van het land, is dus geenszins voldaan. Voor gelijke veldsterkte in deze plaatsen zal weer een andere plaats dan Vianen gevonden worden.

Ook de volgende opmerking moet nog worden gemaakt, naar aanleiding van den eisch voor gelijke ontvangst in het Noorden en het Zuiden.

Wanneer men uit de resultaten van de metingen ervaart, dat een aanzienlijk betere ontvangst in een deel van het land kan worden verkregen ten koste van een geringe achteruitgang van de sterkte in een ander deel, dan is vasthouden aan den eisch van geen bevoorrechting naar dzz. meening niet verantwoord. Enkele cijfers kunnen dit toelichten. Uitgegaan is van een zender, gelegen in den Lopikerwaard en één meer in het centrum der groote steden gelegen. In onderstaande tabel zijn de ontvangsterkten gegeven in het Noorden en in het Zuiden des lands (resp. te Finsterwolde en Borgharen) in procenten van de sterkte, welke daar wordt opgewekt door een zender van een zelfde vermogen, doch geplaatst te Hilversum.

Plaatst men den zender niet in Lopik, maar meer in N. W. richting, dan krijgt het Noorden meer dan 100% grootere veldsterkte en het Zuiden slechts 18% kleinere. Het doorvoeren van

| | Veldsterkte in Finsterwolde | Veldsterkte in Borgharen |
|---|---|---|
| Zender in Lopikerwaard | 165% | 500% |
| „ „ het centrum der groote steden | 340% | 410% |

den eisch „geen bevoorrechting" leidt onder deze omstandigheden tot een benadeeling van het Noorden terwille van een geringe bevoordeeling van het Zuiden.

Behalve de bezwaren hierboven genoemd, tegen den opzet van gelijke ontvangst in twee plaatsen in het Noorden en Zuiden gelegen, dient te worden opgemerkt, dat de conclusies waartoe men komt, niet in overeenstemming zijn met den gestelden eisch. „Geen bevoorrechting van een bepaald gebied". Dat deze eisch, consequent doorgevoerd, tot een onaannemelijkheid zou voeren, blijkt uit de volgende beschouwing.

Wenscht men „geen bevoorrechting" dan dient de zenderplaats dáár te worden gekozen, waar niet alleen de directe-veldsterkten van de zenders te Finsterwolde en Borgharen gelijk zijn, doch waar tevens de indirecte veldsterkten en ook de fading van deze beide zenders gelijk zijn.

De 1:1 lijn voor het indirecte veld kan zonder eenige meting worden bepaald. Deze lijn is nl. de middenloodlijn op de verbindingslijn van de beide zenderplaatsen. Op het snijpunt van de 1:1 lijn voor het directe veld, en de 1:1 lijn voor het indirecte veld vindt men dan de plaats, welke voldoet aan het beginsel van „geen bevoorrechting" in alle opzichten.

Deze plaats bevindt zich op de Veluwe in de buurt van Nijkerk. Evenwel is het dagveld daar ter plaatse minder dan de helft van het maximum, dat op de 1:1 lijn voor de directe velden voorkomt, terwijl de fading aldaar vermoedelijk dieper dan 100% zal zijn. Hiermede zij gedemonstreerd, dat het „geen bevoorrechtings"-criterium in den gestelden vorm niet houdbaar is.

Wenscht men „geen bevoorrechting" van Finsterwolde en Borgharen als uitgangspunt aan te houden, dan kan dit principe aanzienlijk zuiverder worden gemaakt, door den eisch te stellen dat de fading op die plaatsen gelijk is.

Dit wil niet zeggen, dat èn direct èn indirect veld èn fading gelijk moeten zijn, maar alleen de fading, dat is het verhoudingsgetal van indirecte- en directe veldsterkte. Waar tenslotte de fading op een plaats bij voldoende sterkte de kwaliteit van de ontvangst bepaalt, doet men op die wijze de beste vooropstelling. Teneinde deze vooropstelling tot een resultaat uit te werken, behoeven geen fadingproeven te worden genomen, daar de indirecte veldsterkten uit geometrische afstanden met inachtname van de afstandskromme kunnen worden bepaald.

Men construeert een kromme welke de punten verbindt, waar de fading gelijk is onder gebruikmaking van de reeds gemeten

directe veldsterkten en neemt als beste plaats voor den zender dat punt van de kromme, waar de fading het geringst is.

Wanneer men deze constructie uitvoert, komt men voor het op te richten station tot de streek Kamerik-Kokkengen, welke plaats vrijwel samenvalt met de plaats in het rapport van het Radiolaboratorium van 14 September 1934 genoemd nl. de streek Zwammerdam-Zegveld-Kamerik.

Over de fadingmetingen, die verdienstelijk zijn opgezet en geordend, valt nog het volgende op te merken.

De uitkomst der fadingmetingen en de bepaling van de indirecte veldsterkte, zooals die voorkomen in de desbetreffende grafieken, doen zien, dat de nachtveldsterkte een uiterst grillig en wispelturig verloop neemt, wat den tijd betreft.

Met conclusies is daarom voorzichtigheid geboden, temeer daar de fadingmetingen zich uitstrekken slechts over $2^1/_2$ maand, dus slechts over een klein gedeelte van het jaar, terwijl deze metingen noodgedwongen zijn verricht van 12—4 uur 's nachts, dus niet in de avondtijden, waarop het toekomstig omroepstation zal moeten werken.

De nadere belichting van het vraagstuk, die in de voorgaande opmerkingen is gegeven, doet zien dat de beide beschouwde methoden feitelijk geen verschil in resultaat opleveren.

# BOEKBESPREKING

„Radio-Ontvangst in Theorie en Praktijk", door R. Swierstra. 7e druk 1e en 2e deel. N.V. Drukkerij Jacob van Campen, Amsterdam.

De zevende druk van dit bekende elementaire boek is wederom geheel omgewerkt en uitgebreid. Dit betreft in hoofdzaak het tweede deel.

Wat onze meening over dit zeer goede boekwerk betreft verwijzen wij naar onze bespreking van de 6e druk in deel VI pag. 91.

# PROEFNEMINGEN OP HET GEBIED VAN RADIO-COMMUNICATIE MET ONDERGEDOKEN ONDERZEEBOOTEN

door

J. HOUTSMULLER

*Kapitein-Luitenant ter Zee, Chef v. d. Radiodienst v. d. Marine.*

Het onderwerp, waaraan deze voordracht is gewijd, betreft proefnemingen, die met groote tusschenpoozen in het tijdvak van 1923 tot 1930 gehouden werden.

De omstandigheid, dat het uit een oogpunt van geheimhouding niet gewenscht was de resultaten hiervan eerder bekend te maken, is oorzaak geweest, dat de thans gegeven mededeelingen zoolang aan de openbaarheid zijn onthouden. Uit den aard der zaak is sinds het genoemde tijdvak het inzicht in verschillende vraagpunten op het gebied van de voortplanting van radio-golven tot klaarheid gekomen, en zijn diverse problemen, die destijds nog min of meer geheimzinnig schenen, thans tot vertrouwde begrippen gevormd voor hen, die zich voor dit onderdeel van de natuurwetenschap interesseeren.

Aangevangen wordt met de behandeling van de electrische eigenschappen van zeewater, het medium waarin de radio-golven zich gedeeltelijk moeten voortplanten, daarna wordt het zenden en ontvangen op een raam, dat zich onder het wateroppervlak bevindt bezien, en vervolgens, na bestudeering van de reflectie aan het scheidingsvlak van water en lucht, nagegaan onder welke omstandigheden het mogelijk is, dat energie van de eerste middenstof in de laatste overgaat. Tevens is nagegaan op welke wijze men de gunstigste golf voor het zenden of ontvangen op een bepaalde waterdiepte kan berekenen, en ten slotte wordt, na beschouwing van de bij het experimenteeren verkregen gegevens, de juistheid van de ontwikkelde theorie aangetoond.

De litteratuur geeft voor het geleidingsvermogen van zeewater $9{,}10^9$ e. s. eenheden; voor de diëlectrische constante 81; de permeabiliteit is 1. De beteekenis van deze waarden wordt duidelijk, door ze in te voeren in de uitkomst van de verge-

lijkingen van Maxwell, voor de voortplanting van electro-magnetische golven in een willekeurig medium. Het blijkt dan dat coëfficienten van den vorm

$$\sqrt{\frac{\mu}{2}\left(\sqrt{\varepsilon^2+4\gamma^2 T^2}+\varepsilon\right)} \text{ resp. } \sqrt{\frac{\mu}{2}\left(\sqrt{\varepsilon^2+4\gamma^2 T^2}-\varepsilon\right)} \qquad \text{(A)}$$

de waarde van de voortplantingssnelheid resp. absorptie-coëfficient van de golven bepalen.

Dadelijk volgt hieruit, dat voor een geleidingsvermogen nul, de absorptie-coëfficient ook nul is, terwijl de uitdrukking die de voortplantingssnelheid bepaalt $\sqrt{\varepsilon\mu}$ wordt. Deze waarde is bekend uit de elementaire lichttheorie.

Voor zeewater is $\varepsilon^2 = 9^4$. Voor golflengten in de lucht van 3000 tot 300 meter, overeenkomende met frequenties $10^5$ tot $10^6$, vindt men voor $4\gamma^2 T^2$ de waarden $4.9^2 . 10^6$ en $4.9^2 . 10^8$. Hieruit volgt dat $\varepsilon^2$ zeker te verwaarloozen is ten aanzien van $4\gamma^2 T^2$ en dat deze verwaarloozing ook nog wel toelaatbaar is voor $\sqrt{\frac{\mu}{2}(2\gamma T \pm \varepsilon)}$ ten aanzien van $\sqrt{\frac{\mu}{2} . 2\gamma T}$. Bij een permeabiliteit 1 gaan bovenstaande uitdrukkingen (A) over in $\sqrt{\gamma T}$. Voor een frequentie $10^5$ vindt men in zeewater hiervoor $\sqrt{9 . 10^9 . 10^{-5}} = 300$. De voortplantingssnelheid van de electromagnetische golven in zeewater wordt dan $v = \frac{c}{300}$, en de golflengte 10 meter. In tabel I zijn de waarden van de voortplantingssnelheden en de golflengten in zeewater aangegeven die behooren bij de overeenkomstige golflengten in de lucht.

De absorptie blijkt te worden bepaald door een uitdrukking van den vorm $e^{\frac{-n . \omega d}{c}}$, waarin $n$ de tweede factor uit de uitdrukking ($A$) voorstelt en $d$ de weg die in het zeewater is afgelegd. Voor een golflengte van 300 meter in de lucht wordt deze uitdrukking $e^{-0.01995 \times d}$, of bij benadering $e^{-0{,}02 d}$. De exponent wordt $-1$, indien aan $d$ de waarde 50 wordt toegekend, hetgeen beteekent dat de amplitude van de electro-magnetische golf tot $e^{-1}$ of $\frac{1}{e}$ van haar waarde tengevolge van de absorptie is afgenomen, indien een weg van 50 cm door zeewater is afgelegd.

Een afname tot $^1/_{10}$ van de aanvangswaarde leek mij een

TABEL I.

| Golflengte in de lucht ($\lambda_o$) | Voortplantingssnelheid in zeewater | Golflengte in zeewater ($\lambda_z$) |
|---|---|---|
| 300 m | $3,16 \times 10^6$ m/sec. | 3,16 m |
| 400 m | $2,75 \times 10^6$ id. | 3,65 m |
| 500 m | $2,46 \times 10^6$ id. | 4,08 m |
| 600 m | $2,24 \times 10^6$ id. | 4,47 m |
| 800 m | $1,95 \times 10^6$ id. | 4,90 m |
| 1000 m | $1,73 \times 10^6$ id. | 5,77 m |
| 1200 m | $1,58 \times 10^6$ id. | 6,30 m |
| 1400 m | $1,46 \times 10^6$ id. | 6,82 m |
| 1600 m | $1,37 \times 10^6$ id. | 7,30 m |
| 1800 m | $1,29 \times 10^6$ id. | 7,75 m |
| 2000 m | $1,23 \times 10^6$ id. | 8,15 m |
| 2500 m | $1,09 \times 10^6$ id. | 9,14 m |
| 3000 m | $10^6$ id. | 10 m |

overzichtelijker beeld te geven. Men dient hierbij te berekenen de waarde waarbij de amplitude is verminderd tot $10^{-1}$ en hierom is $10$ inplaats van $e$ tot grondtal gekozen voor de berekening van de hieronder gegeven tabel.

Daar $10 = e^{2,304}$, is algemeen

$$e^p = e^{2,304 \cdot \frac{p}{2,304}} = 10^{\frac{p}{2,304}} = 10^{0,434 \cdot p}.$$

In het boven gegeven getallen voorbeeld gaat $e^{-0,01995 \cdot d}$, dus over in $10^{-0,00867 \cdot d}$. Een afname tot $^1/_{10}$ van de waarde treedt in als $d$ de waarde 115 aanneemt, en dus een weg van 115 cm door het zeewater is afgelegd. Tabel II geeft de weg die de electrische golf in zeewater moet hebben afgelegd om tot

TABEL II.

| $\lambda_o$ | $d_{0 \cdot 1}$ | $\lambda_o$ | $d_{0 \cdot 1}$ | $\lambda_o$ | $d_{0 \cdot 1}$ |
|---|---|---|---|---|---|
| 300 m | 1,15 m | 2000 m | 2,98 m | 15000 m | 8,16 m |
| 600 m | 1,63 m | 3000 m | 3,65 m | 20000 m | 9,45 m |
| 1000 m | 2,11 m | 5000 m | 4,72 m | 30000 m | 11,50 m |
| 1500 m | 2,58 m | 10000 m | 6,66 m | | |

$^1/_{10}$ van de waarde te zijn afgenomen voor verschillende waarden van de golflengte in de lucht.

Als zendraam wordt gedacht een van zeewater geïsoleerd rechthoekig raam, met zijden a en b. Nader wordt beschouwd een punt p in het vlak van het raam, en gelegen op de loodlijn die a middendoor deelt. (fig 1) Het electromagnetische veld in dit punt, dat afkomstig is van de beide oscilatoren van een lengte a, die op een afstand b van elkaar verwijderd zijn, zal nader worden beschouwd. Beziet men eerst de invloed van een stroomelement gelegen op het midden van den oscilator, en neemt men aan, dat gezonden wordt met een frequentie $5 \times 10^5$, terwijl de afstand $b = 2$ *m.* is. De frequentie $5 \times 10^5$ komt boven water overeen met een golflengte van 600 m., onder water echter met een golflengte van 4,47 m.

De afstand van de beide oscilatoren in zeewater is derhalve

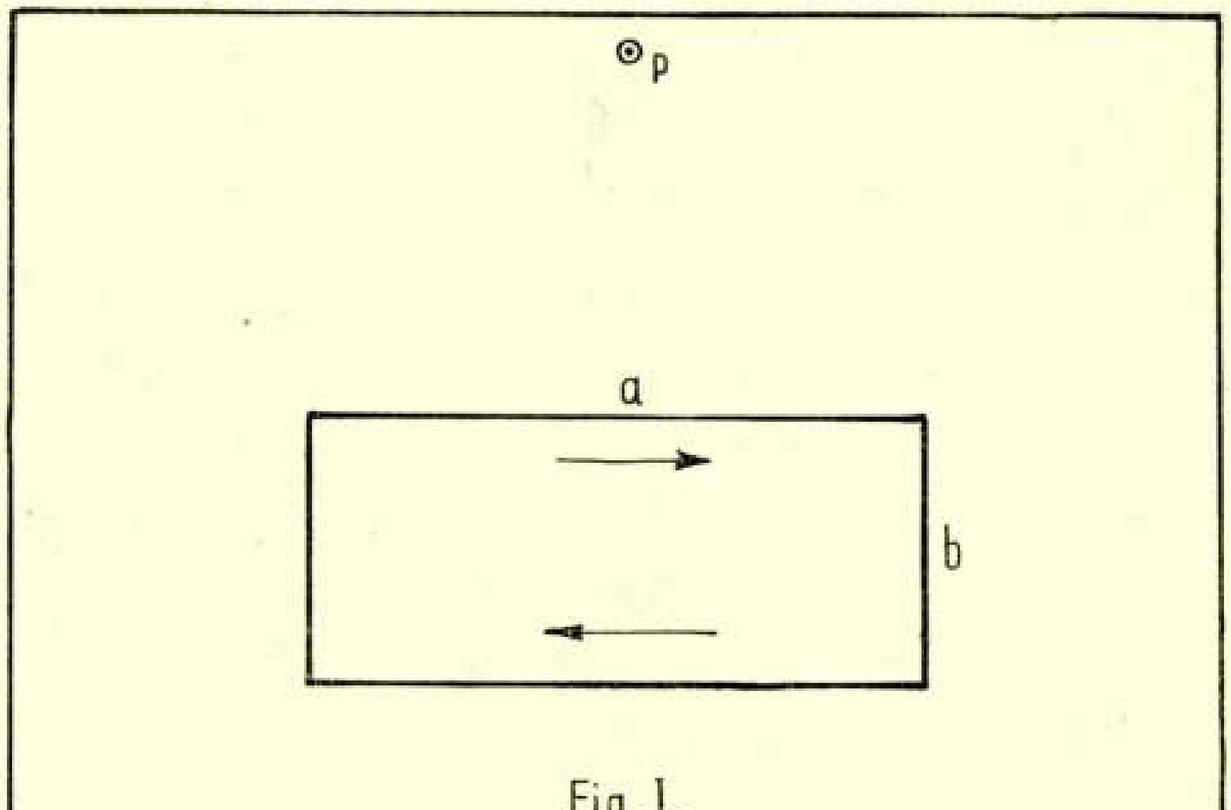



Fig. 1.

iets minder dan de halve golflengte in het zeewater en de eerste conclusie, die al dadelijk kan worden getrokken is, dat de veldcomponenten van de (aan elkaar tegengestelde) stroomen in de beide oscilatoren, in hoofdzaak met elkaar, mede gericht zullen zijn. Dit is in scherpe tegenstelling met het geval dat het raam in de open lucht was opgesteld. In dit laatste geval zouden de beide veld-componenten iets minder dan 180° in phase verschoven zijn geweest.

Het probleem van het zenden op een raam in zeewater blijkt dus bij een eenvoudige beschouwing al dadelijk een geheel ander te zijn, dan bij het zenden in de lucht. Oogenschijnlijk zouden hier betere resultaten kunnen worden verwacht.

Beziet men het electro-magnetische veld van het stroom-

element van de oscilator, welke het verst van p verwijderd is, nader, dan blijkt dat door de absorptie de veldwaarde over een afstand van 163 cm tot $^1/_{10}$ van de oorspronkelijke waarde afneemt. Over een afstand van 2 m is de amplitude nog kleiner geworden. Tot versterking van het veld van de dichtst-bijzijnde oscilator, draagt dit stroomelement, bij een raamhoogte van 2 meter dus al niet veel meer bij, en voor een kwalitatieve beschouwing zou bij de gekozen getallenwaarde kunnen worden volstaan met slechts de oscilator van een lengte a te beschouwen, welke het dichtst bij het punt p is gelegen.

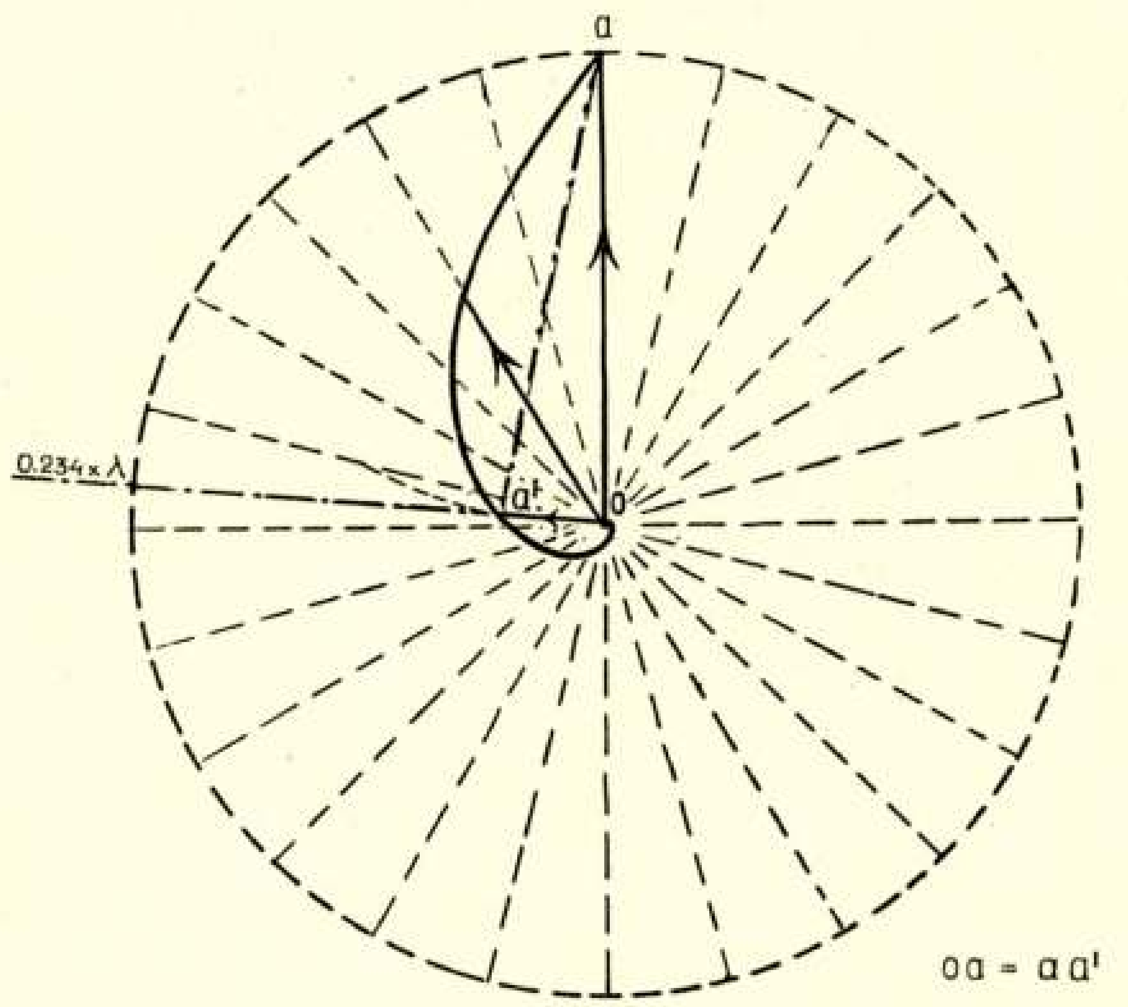



Fig. 2

Het is van belang deze conclusies, die op een enkel geval betrekking hebben, meer in het algemeen te bezien. Als uitdrukking voor de absorptie van het electro-magnetisch veld in zeewater is $10^{-8{,}67 \,.\, 10^{-6} \,.\, T^{-\frac{1}{2}} d}$ gegeven. Duidt men $d$ aan door een zeker aantal ($\alpha$) golflengten, dan wordt $d = \alpha \lambda_z$. Noemt men verder $\lambda_z = v_z T$ waarin de $v_z$ de voortplantingssnelheid in

zeewater is, dan gaat de uitdrukking over in

$10^{-8{,}67 \cdot 10^{-6} \cdot v_z \cdot a \cdot \sqrt{T}}$.

Vervangt men $v_z$ door haar waarde $\frac{c}{\sqrt{\gamma T}}$, dan valt $T$ uit de exponent weg en na invoering van de juiste getallen-waarden wordt de uitdrukking $10^{-2{,}743 \cdot a}$. De exponent neemt de waarde $-1$ aan voor $a = 0{,}364$, dat is dus bij een afgelegden weg door het zeewater, die $0{,}364 \times \lambda_z$ bedraagt. De amplitude is dan tot $^1/_{10}$ van de oorspronkelijke waarde afgenomen.

Bij het zenden in de lucht blijkt een raam, dat een lengte van $^1/_6$ van de golflengte heeft, in de richting van het vlak van het raam een even groote veldcomponent te bezitten als een open oscilator met gelijke effectieve hoogte als het raam. Tengevolge van de zeer groote absorptie blijkt dit bij het zenden in zeewater niet meer het geval te zijn. Aan de hand van de boven afgeleide uitdrukking is de invloed van de absorptie als functie van de golflengte in het diagram (fig. 2) uitgerekend. Uit deze figuur blijkt, dat bij een hoek van circa 84° de som van de beide veld-componenten gelijk is aan de veldcomponent, tengevolge van de dichtstbijzijnde zijde van het raam. Dit geval doet zich voor, wanneer de afstand van de beide zijden $^{81}/_{360}\,\lambda_z = 0.234\,\lambda_z$ of practisch een kwart golflengte bedraagt. Een maximum veldsterkte treedt op bij een afstand van circa $^3/_8\,\lambda_z$ van beide zijden.

Van een rechthoekig raam, waarvan het vlak zich loodrecht op, en de bovenste zijde zich evenwijdig aan het wateroppervlak bevindt, is de hoogte zoo groot gekozen, dat deze grooter dan $0{,}75\ \lambda_z$ is. Voor de uitgestraalde energie behoeft men dan alleen de bovenste zijde met een lengte $a$ te beschouwen. Later zal worden aangetoond dat ook de invloed van de verticale zijden van het raam te verwaarloozen is.

Hiervoor is aangetoond, dat de absorptie geringer wordt naarmate de golflengte toeneemt. Aan den anderen kant wordt de door een oscilator van lengte $a$ uitgestraalde energie grooter naarmate de golflengte kleiner is. Het ligt voor de hand dat men een bepaalde frequentie tracht te vinden waarbij een maximale hoeveelheid energie het wateroppervlak bereikt. Bij de gebruikelijke lengte van het raam (eenige meters) mag men het stroomverloop bij frequenties van $10^5$ tot $10^6$ als quasi-stationnaire aannemen. In de lucht zou de uitgestraalde energie door

een oscilator van de lengte $a$ gegeven worden door de uitdrukking van den vorm $I^2 . C^1 \frac{a^2}{\lambda_o^2}$; voor de veldsterkte zou dit geven een uit drukking van den vorm $\frac{C}{\lambda_o}$.

Bij het voortschrijden door het zeewater treedt een absorptie op welke wordt bepaald door de uitdrukking $e^{\frac{-3{,}46 . d}{\sqrt{\lambda_o}}}$ Neemt men aan dat de veldsterkte van de uitstraling in zeewater wordt gegeven door een uitdrukking van den vorm $\frac{C}{\lambda^p_o}$, waarbij de juiste waarde van $p$ voorloopig nog als onbekend wordt beschouwd, dan is de veldsterkte die de oppervlakte bereikt, gegeven door

$$\frac{C}{\lambda^p_o} . e^{-3{,}46 \times \lambda_o^{-\frac{1}{2}} . d}$$

De golflengte waarvoor een maximum waarde optreedt vindt men door differentiatie naar $\lambda_o$ en gelijkstelling van het resultaat aan nul. Wij vinden:

$$-p . C . \lambda_o^{-p-1} . e^{-3{,}46 . \lambda_o^{-\frac{1}{2}} . d} + C . \lambda_o^{-p-\frac{3}{2}} . 1{,}73 . d . e^{-3{,}46 \lambda_o^{-\frac{1}{2}} . d} = 0$$

of $\lambda_o^{\frac{1}{2}} = \frac{1{,}73}{p} . d$ en dus $\lambda_o = \frac{3}{p^2} . d^2$

Hieruit volgt, dat de gunstigste golflengte voor een radioverbinding evenredig is met het kwadraat van de diepte waarop zich de onderzeeboot bevindt. Zou men evenals dit in de lucht het geval is mogen aannemen dat de amplitude van de uitgestraalde golf evenredig is met $\lambda_o^{-1}$, dan wordt de uitdrukking: $\lambda_o = 3 . d^2$. waarin zoowel golflengte als diepte zijn uitgedrukt in cm. De dimensie van factor 3 is dus $L^{-1}$ en men zou deze grootheid kunnen benoemen als 3 per cm. Bij de keuze van een andere lengte-eenheid, bijvoorbeeld de meter, wordt de factor dan 300 per meter.

Nagegaan is, of aan de keuze van golflengte voor een maximum energie-overdracht nauwkeurig de hand moest worden gehouden en hierom is voor de diepte van 1 meter de amplitude van het veld berekend, die bij verschillende golflengten het wateroppervlak zou bereiken. Uit fig. 3 blijkt, dat deze waarde niet zeer critisch is.

Tot nu toe is nagegaan welk deel van de door een raam uit-

gestraalde energie het wateroppervlak bereikt. Met het volgende onderzoek tracht men een antwoord te vinden op de vraag, welk deel van deze energie van het zeewater in de lucht overgaat.

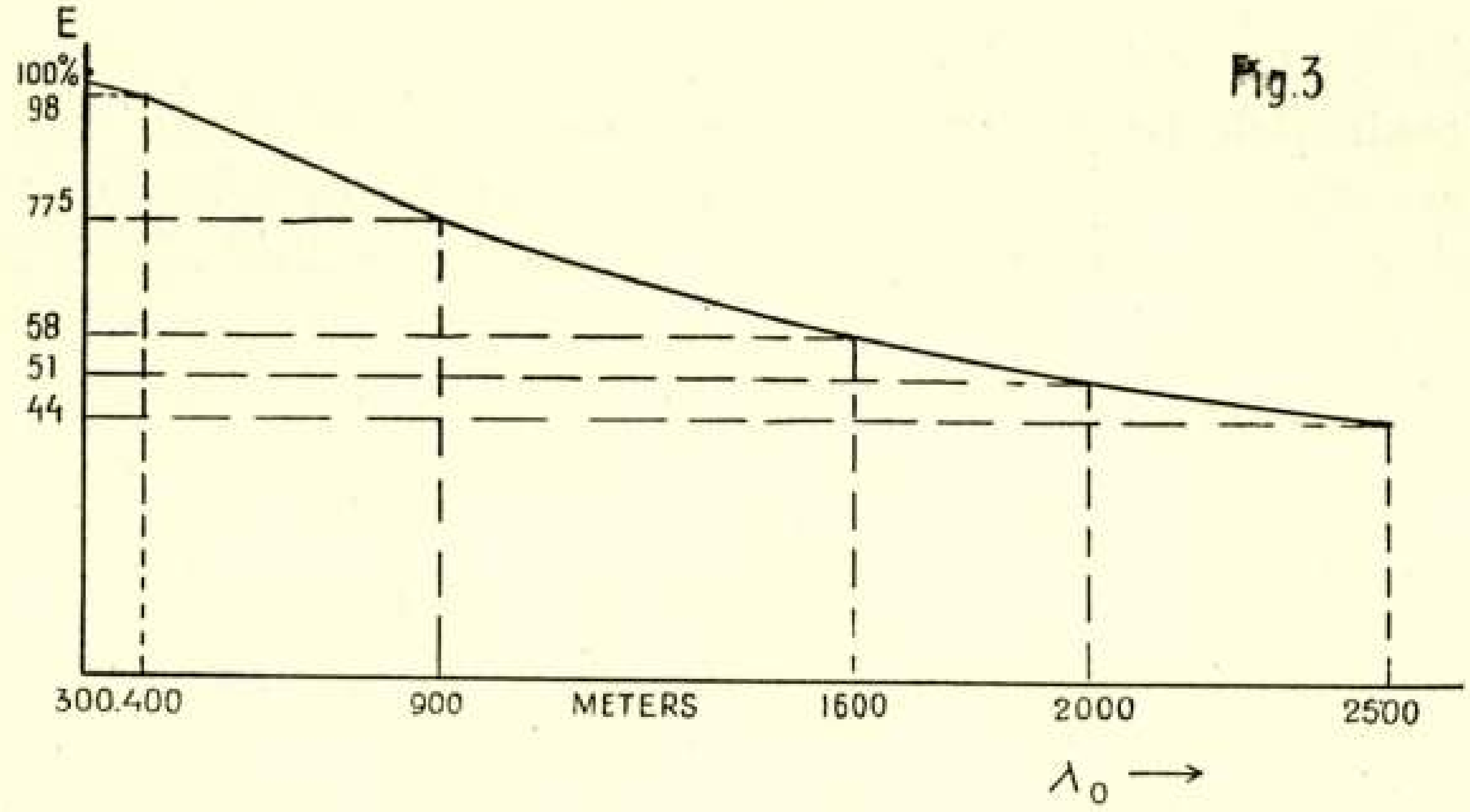
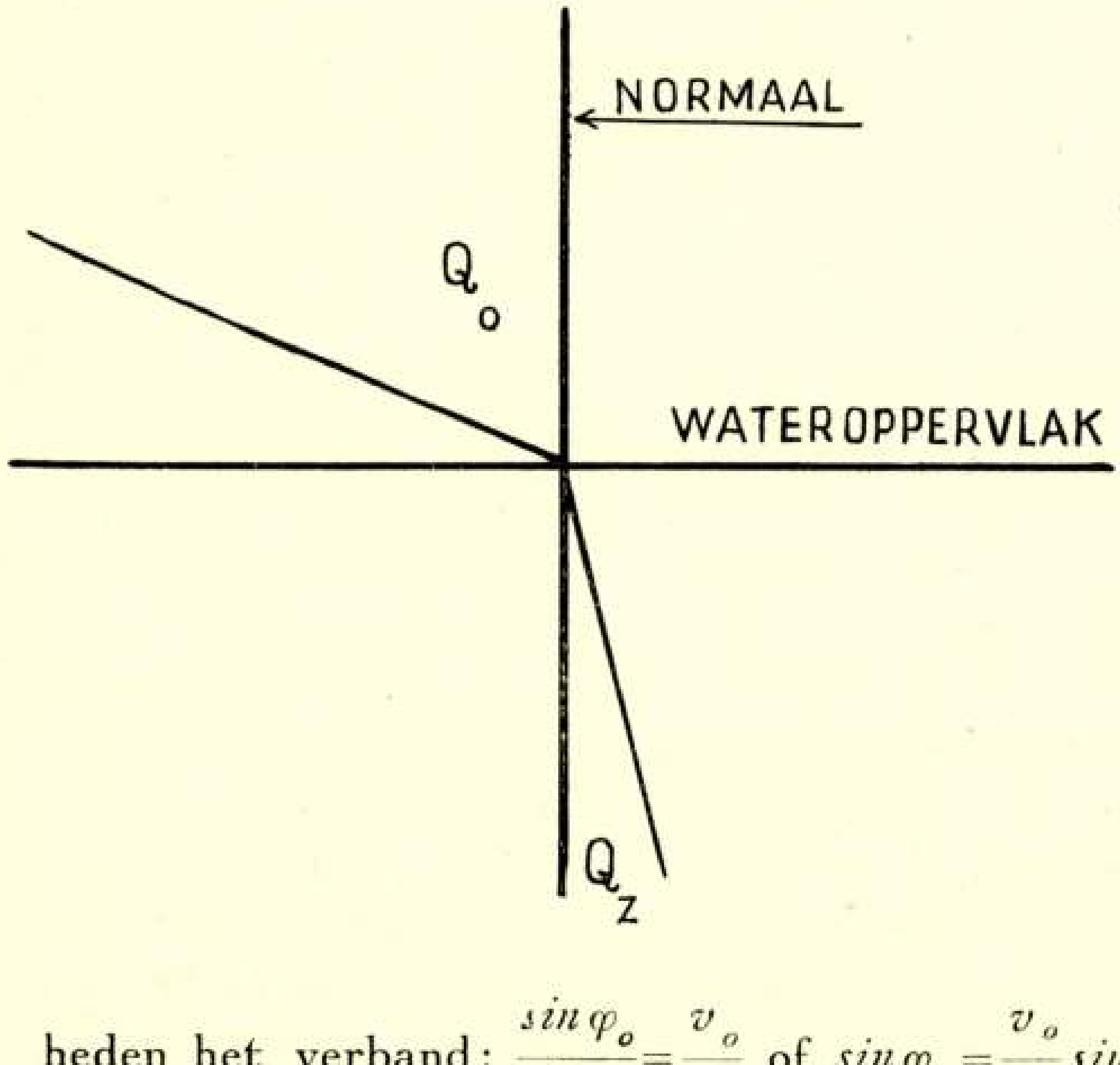



Fig. 3

Noemt men de hoek die de voortplantingsrichting van de electromagnetische golf maakt met de normaal op het wateroppervlak in zeewater $\varphi_z$ en in lucht $\varphi_o$, (fig. 4) dan bestaat tusschen beide groot-

Fig. 4




heden het verband: $\frac{\sin \varphi_o}{\sin \varphi_z} = \frac{v_o}{v_z}$ of $\sin \varphi_o = \frac{v_o}{v_z} \sin \varphi_z$.

Uit tabel I vindt men voor $v_z$ voor golflengten in de lucht van *300*, *1000* en *3000* *m* respectievelijk de waarden $3,16 . 10^6$, $1,73 . 10^6$ en $10^6$ *m/sec*. De verhouding $\frac{v_o}{v_z}$ wordt dus voor deze golven *95*, *173* en *300*.

Totale reflectie treedt op indien $sin\, \varphi_o$ grooter wordt dan *1*. De grootte van $sin. \varphi_z$ is voor deze grenswaarde *1/95*, *1/173* en *1/300* waaruit volgt $\varphi_z = 35', 17'5$ en $11'$. In deze gevallen wordt dus alle energie die het water verlaat, uitgestraald binnen een hoek van de dubbele waarde, dat is dus $1° 10', 35'$ en $22'$. Hieruit volgt, dat slechts een zeer klein deel van de uitgestraalde energie het wateroppervlak verlaat.

Aangezien de energie-uitstraling loodrecht op een oscilator het krachtigst is, in zijn lengterichting echter nul is, kan men het deel van de energie dat door de verticale zijden van het raam wordt uitgestraald en het wateroppervlak verlaat, verwaarloozen. Zooals eerder is aangetoond kan ook de energie-uitstraling van de onderste horizontale zijde ten aanzien van de bovenste worden verwaarloosd. Voor de stralende eigenschappen van een raam onder water kan men dus volstaan met de eigenschappen van een enkelen oscilator te bezien, die de lengte van de bovenzijde van het raam heeft.

Bevindt zich een horizontale oscilator 57 cm onder water, en is de lengte zeer klein, dan zal de energie worden uitgezonden in een kegel met een straal van het grondvlak welke voor de bovengenoemde golven varieert tusschen 5 mm en 1,6 mm. Door een oscilator van de lengte 1 zal de energie het oppervlak verlaten in een strook die circa 1 cm resp. 3 mm breed is, en waarvan de lengte van $l+1$ *cm* tot $l+3,2$ *mm* varieert.

De afleiding van $\frac{sin. \varphi_o}{sin. \varphi_z}$ geldt voor vlakke golven, hetgeen voor het grondvlakje van den bovenbeschreven kegel wel toelaatbaar is.

Teneinde een inzicht te verkrijgen aangaande de reflectie en refractie bij de overgang van water in lucht, zijn eenige berekeningen uitgevoerd met behulp van de formules van Frensel. Hierbij worden twee gevallen onderscheiden, namelijk dat waarbij de electrische veldcomponent in het vlak van breking ligt (geval I) en dat waarbij de electrische veldcomponent loodrecht op dat vlak staat (geval II). De resultaten van deze berekeningen hebben slechts kwalitatieve waarden, omdat zij zijn afgeleid voor de overgang van electro-magnetische energie tusschen twee diëlectrica

terwijl hier de overgang van een geleider in een diëlectricum beschouwd is. Het narekenen met de meer gecompliceerde exacte formules toonde aan dat de algemeene conclusies juist waren.

De formules van Fresnel voor beide bovengenoemde gevallen luiden:

$$\text{Geval I} \qquad R = \left\{ \frac{tg\,(\varphi_o - \varphi_z)}{tg\,(\varphi_o + \varphi_z)} \right\}^2$$

$$\text{Geval II} \qquad R = \left\{ \frac{sin\,(\varphi_o - \varphi_z)}{sin\,(\varphi_o + \varphi_z)} \right\}^2$$

waarin $R$ de reflectie-coëfficient voorstelt en $1 - R$ dus een maat is voor de energie die wordt doorgelaten.

Van de eerste uitdrukking wordt de noemer oneindig groot als $\varphi_o + \varphi_z$ de waarde $90°$ bereikt; in dit geval is $R$ nul, en gaat alle energie over in andere medium. $\varphi_o$ is dan $90° - \varphi_z$, zoodat $\frac{v_o}{v_z} = \frac{sin\,\varphi_o}{sin\,(90 - \varphi_o)} = tg\,\varphi_o$ en omgekeerd $tg\,\varphi_z = \frac{v_z}{v_o}$.
Voor $\lambda_o = 3000\,m$ is deze hoek weer ongeveer $11'$; voor $\lambda_o = 300\,m$ $35'$. Het grootste verschil dat tusschen de beide hoeken $(\varphi_o - \varphi_z)$ en $(\varphi_o + \varphi_z)$ kan ontstaan is dus bij $\lambda_o = 3000\,m$ hoogstens $22'$ en bij $\lambda_o = 300\,m$ hoogstens $1°10'$. In het algemeen verschillen de quotienten van de tangenten en sinussen in de uitdrukkingen van Fresnel dus heel weinig; alleen zoodra de hoeken de bijzondere waarden verkrijgen waarbij totale refractie optreedt, verandert de tangens zoo snel dat practische waarden voorkomen. Dit geschiedt dus alleen in het geval I. Voor een golflengte in de lucht van 3000 meter is in onderstaande tabel berekend welk

TABEL III.

| $\varphi_o$ | Geval I | Geval II |
|---|---|---|
| 10° | $0{,}013^5$ | 0,013 |
| 20° | 0,014 | 0,013 |
| 30° | 0,015 | 0,011 |
| 40° | 0,017 | 0,010 |
| 50° | 0,021 | 0,009 |
| 60° | 0,027 | 0,007 |
| 70° | 0,038 | 0,005 |
| 80° | 0,074 | 0,001 |

deel van de energie het zeewater door refractie verlaat. In de nabijheid van den hoek van totale refractie is de waarde van de reflectie-coëfficient met kleinere tusschenwaarde berekend voor de golflengte $\lambda_o = 3000\ m$ en $\lambda_o = 300\ m$ en in tabel IV vereenigd.

Hoewel dus in algemeenen zin door het grootere verschil tusschen $\varphi_o$ en $\varphi_z$ op kortere golflengten van de energie die het wateroppervlak heeft bereikt meer naar buiten treedt dan op langere, is de richting waarin maximale energie-uitstraling plaats vindt op de laatsten meer naar het wateroppervlak geneigd en zal men dus bij ontvangst op schepen op die golven een grootere veldsterkte mogen verwachten.

TABEL IV.

| $\varphi_0$ | $\lambda_0 = 3000$ m (1 − R) | $\lambda_0 = 300$ m (1 − R) |
|---|---|---|
| 85° | 0,14 | 0,38 |
| 87° | 0,23 | 0,55 |
| 89° | 0,56 | 0,93 |
| 89° 25′ | — | 1 |
| 89° 49′ | 1 | — |
| 89° 54′ 30″ | 0,88 | 0,43 |
| 89° 58′ 30″ | 0,41 | 0,16 |
| 90° | 0 | 0 |

Teneinde de betrouwbaarheid van de bovenstaande berekeningen te verifieeren, zijn deze later nog eens nagerekend voor het geval het geleidingsvermogen van het eene medium zeer groot was. De gebruikte uitdrukkingen waren ontleend aan een artikel van J. S. McPetri in „The Journal of The Institution of Electrical Engineers" van Februari 1938. Voor een golflengte van 3000 meter zijn de in tabel V berekende waarden gevonden.

Voor de waarden in het gebied van groote energie-overgang zijn de resultaten weder vereenigd in tabel VI.

Zooals men ziet, verschillen de waarden van de hoeveelheden energie, die bij de verschillende hoeken overgaan aanzienlijk, zooals ook mocht worden verwacht. De hoeken van maximum energie overdracht zijn in beide gevallen van dezelfde

orde van grootte, hetgeen ook in overeenstemming met de verwachting was.

Wij hebben reeds eerder aangetoond, dat van een onder

TABEL V.

| $\varphi_0$ | Geval I | Geval II |
|---|---|---|
| 30° | $4 . 10^{-3}$ | $1{,}5 . 10^{-3}$ |
| 60° | $6{,}7 . 10^{-3}$ | $2 . 10^{-3}$ |

water verticaal opgesteld rechthoekig raam, waarvan een stel zijden evenwijdig aan het wateroppervlak is gekozen, slechts de door de bovenste zijden uitgestraalde energie in de lucht overgaat.

TABEL VI.

| $\varphi_0$ | $\lambda_0 = 3000$ m (1 – R) | $\lambda_0 = 300$ m (1 – R) |
|---|---|---|
| 85° | 0,04 | 0,11 |
| 87° | 0,06 | 0,17 |
| 89° | 0,20 | 0,46 |
| 89° 34′ | — | 1 |
| 89° 51′ | 1 | — |
| 89° 54′ 30″ | 0,78 | 0,23 |
| 89° 58′ 30″ | 0,24 | 0,01 |
| 90° | 0 | 0 |

Bezien wij thans een onderzeeboot die Zuid voorligt, terwijl het raam zich in langscheepsche richting bevindt, dan is de vector van het electrische veld, die het wateroppervlak bereikt in het N-Z vlak gelegen. Bij de golf die zich in Noordelijke of Zuidelijke richting beweegt, ligt dan de electrische vector in het vlak van breking en hier treedt dus een maximum hoeveelheid energie, practisch evenwijdig aan het wateroppervlak, uit. In de richtingen Oost en West, is deze energie-uitstraling aan het water-

oppervlak te verwaarloozen. (fig. 5) In een richting N 60° O maakt de electrische kracht (die de richting N of Z heeft) een hoek van 60° met de voortplantingsrichting, en de ontbondenen van deze kracht in die richting zijn dus de helft van die bij een voortplantingsrichting Noord. Dit is dus ook het geval met de veld-

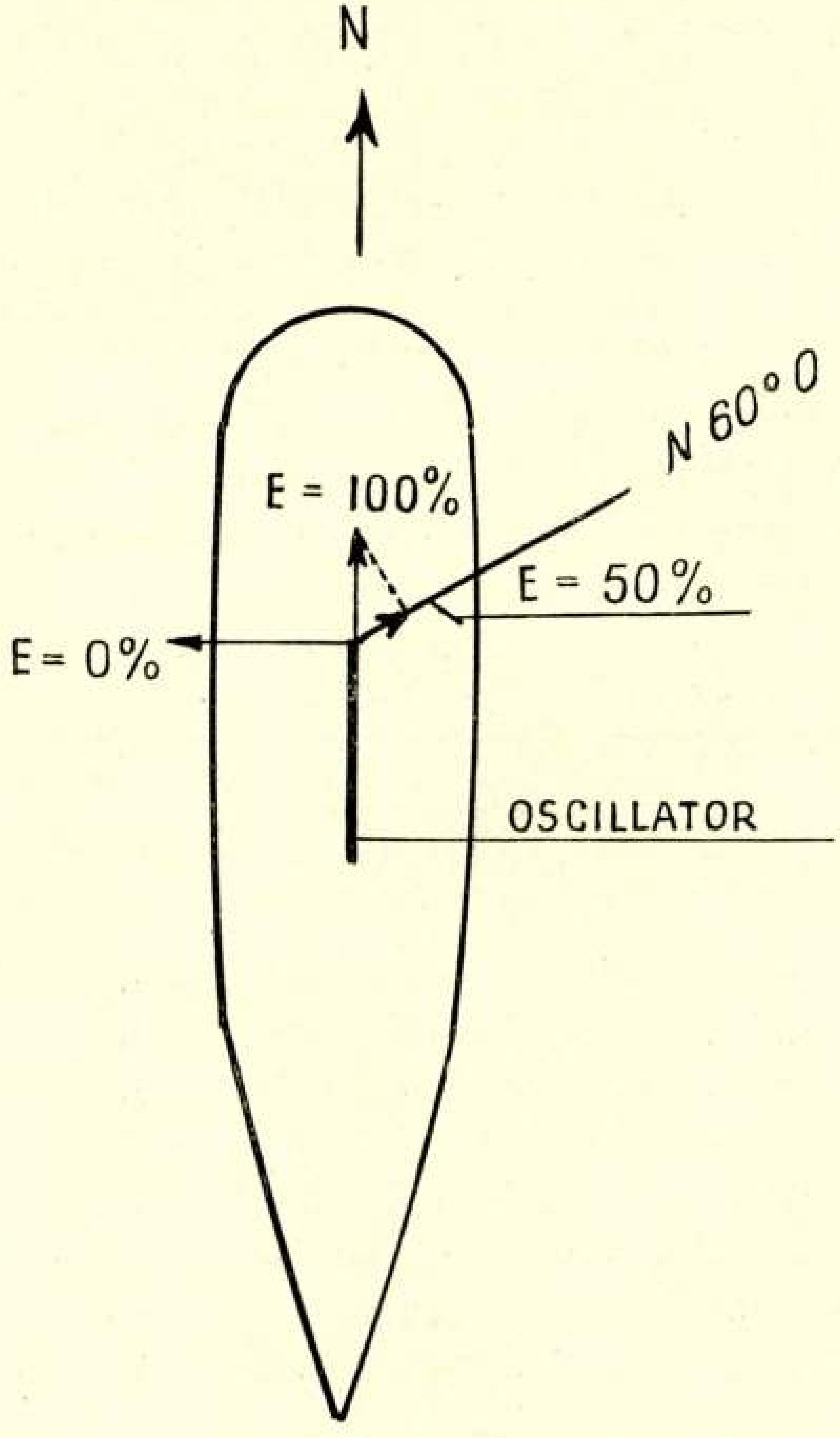



Fig.5

sterkte in de uittredende straal en men trekt hieruit gemakkelijk de conclusie dat de energie-uitstraling van een dergelijke onder water geplaatste oscilator een zelfde stralingsdiagram in het horizontale vlak heeft als een raam.

Hierboven is getracht een inzicht te geven in de omstandigheden, die het zenden en ontvangen op een raam onder water beïnvloeden, en om de verschijnselen die zich hierbij voor zullen doen, te verklaren.

In de praktijk werd als regel gezonden op een raam bestaande uit okoniet kabel, dat is koperdraad van circa 2 mm diameter en geïsoleerd door een rubbermantel van circa 9 mm dikte. Een speciale doorvoering van ongeveer 1 dm diameter was ontworpen om deze kabel waterdicht, drukvast en doorslagvrij met het deel van den slingerkring binnen in de boot te verbinden. Bij het onderwater gaan blijkt de zelfinductie van het raam tengevolge van het geleidingsvermogen van het zeewater kleiner te worden. Bij tusschenkringzenders (stuurkringzenders waren toen nog niet algemeen in gebruik) moest de raamkring steeds opnieuw in resonantie met de tusschenkring worden gebracht en bij directe zenders worden nagestemd op den golfmeter. Bovendien nam de demping toe, en de ervaring leerde dat de weerstand toenam naarmate de lengte van den draad die door het zeewater liep, grooter werd. Deze demping was gedeeltelijk een gevolg van wervelstroomverliezen, gedeeltelijk een gevolg van sproeiïngsverschijnselen.

Bij een van de eerste uitvoeringen was het raam bevestigd op eierisolatoren die op ijzeren beugels steunden. Bij het hooger komen van den boot kon men door raampjes in den toren vuurverschijnselen onder water waarnemen, die aan doorslagen deden denken, maar die in werkelijkheid een gevolg waren van de groote stroomdichtheid in de nabijheid van de metalen punten. De isolatie van het raam had in deze gevallen niet veel geleden. Bij latere uitvoeringen is hierom steeds veel zorg besteed aan de isolatie en bovendien werd de raamkring zoo ver mogelijk van metalen hekwerk en uitstekende deelen verwijderd gehouden. Sproeiverschijnselen deden zich toen niet meer voor.

Het verdiende aanbeveling om de afmetingen van het raam zoodanig te kiezen, dat de zelfinductie klein bleef. Gezonden werd hierom steeds op een raam bestaande uit één winding, waarvan het eene einde aan de boot was vastgesoldeerd, en het schip dus één van de zijden van het raam vormde. De spanningsverschillen op de doorvoering werden dan bepaald door de zelfinductie, die afhankelijk was van de lengte van den geïsoleerden draad.

Onder water kon op een dergelijk raam van circa 20 meter lengte met een station van 1,5 kW antenne-energie op golven

tusschen 1600 en 3000 meter circa 17 ampère in de antenne worden verkregen, op circa 1200 meter liep de stroom terug tot 15,5 ampère en op 800 meter was deze gereduceerd tot 10 ampère.

Voor de ontvangst is ook gebruik gemaakt van raamantennes. Oorspronkelijk zijn voor het zenden en ontvangen dezelfde ramen gebruikt, terwijl later is overgegaan tot ramen, samengesteld uit meer windingen bestaande uit geïsoleerde draden. De capaciteit werd echter zoo groot, dat met het opvoeren van het aantal windingen niet ver kon worden voortgegaan, omdat het niet meer mogelijk bleek, het raam door aansluiting op een condensator af te stemmen. Later werd hierom een raam bestaande uit 24 windingen in een roodkoperen buis van 8 cm diameter, een lengte van 5 meter en een hoogte van 2 meter ingebouwd. De koperen buis was door isolatieringen onderverdeeld, zoodat geen afscherming kon optreden, en door automobielbanden van het zeewater geïsoleerd; het raam stond boven op de brug. De windingen konden in een aansluitkastje binnen in de boot naar keuze met elkaar in serie worden geschakeld. De verschillende ontvanginrichtingen waarover werd beschikt zijn op dit raam na elkaar beproefd en het gunstigste aantal windingen voor de verschillende golflengten is bepaald. De beste resultaten zijn op 3 meter onder water verkregen op een golflengte van circa 3000 meter, bij ontvangst van een boven-water vaartuig verkregen. Neemt men, met toepassing van het reciprociteits theorema aan, dat de gunstigste omstandigheid bij het zenden van een onderzeeboot naar een bovenwatervaartuig, ook overeenkomt met die van een bovenwatervaartuig naar een onderzeeboot, dan is dit resultaat in redelijke overeenstemming met de vroeger afgeleide uitdrukking voor een gunstigste golflengte. Echter moet hieraan niet al te veel waarde worden gehecht, want de destijds gebruikte ontvangers waren op alle golflengten niet even gevoelig.

Bij den vorm van het raam verdiende het uit den aard der zaak aanbeveling, het zooveel mogelijk met den bovenkant evenwijdig aan het wateroppervlak te laten verloopen, omdat tengevolge van de grootere absorptie, lager geplaatste deelen minder aan de nuttige uitzending c. q. opname van energie deelnemen.

Het richtingseffect van de ramen kon onder water steeds op ondubbelzinnige wijze worden vastgesteld; zoowel met zenden

als met ontvangen. Teneinde de afhankelijkheid van de richting vast te stellen zijn soms bepaalde koersen gestuurd, welke dan werden uitgezonden, terwijl ook doorloopend een streep gevende in een cirkel werd rondgevaren, waarbij met gelijktijdige aflezing van uurwerken, de voorliggende koersen opgeteekend zijn, en de ontvangen geluidsterkte genoteerd.

In den aanvang is getracht verbinding tot stand te brengen tusschen twee geheel ondergedoken onderzeebooten. De afstand van de booten, die achter elkaar voeren is hiertoe klein gehouden. De zendende boot stuurde op een bepaalde diepte en daarna liet de ontvangende boot zich zakken, en noteerde op welke diepte het geluid verdween. De resultaten waren van dien aard, dat men mag aannemen dat het geluid verdween, wanneer beide booten juist met den bovenkant van het raam onder water waren. In verband met de hiervoor gegeven mededeeling betreffende de breking van de golven aan de scheiding van water en lucht behoeft dit ons niet te verwonderen. Opgemerkt wordt, dat geconstateerd werd, dat de eene boot hooger moest komen naarmate de andere dieper dook. Hieruit kon dus destijds reeds dadelijk de conclusie worden getrokken, dat de golven zich inderdaad niet dóór, maar buiten het water voortplanten.

Proefnemingen met bovenwatervaartuigen hadden meer succes, en het gelukte reeds in 1923 met een geheel ondergedoken onderzeeboot op 17 mijl afstand met een bovenwatervaartuig te zenden. Deze resultaten werden in den loop der jaren verbeterd, en het was tenslotte mogelijk, op golven tusschen 1200 en 1600 meter tot op diepten van circa 1 meter, met schepen op veertig mijl afstand te zenden. Als men bedenkt, dat de krommen voor de gunstigste golflengte, als gegeven in fig. 3 een zeer vlak verloop heeft, en de stroom met het kleiner worden der golflengte afneemt, is dit wel in overeenstemming met de afgeleide uitdrukking voor de gunstigste golf te brengen.

Landstations die met groote vermogens en op zeer groote golflengten werkten, konden zooals na hetgeen over de absorptiecoëfficient werd medegedeeld, verwacht mocht worden, op veel grootere diepte ontvangen worden. Zoo blijkt uit aanteekeningen, dat de krachtige boogzender van Bordeaux, werkende op een golflengte van 18000 meter, op een diepte van 8 meter in de Noordzee, kon worden ontvangen.

Ook indien het zoutgehalte van het water geringer is, kan

men op grooter diepte ontvangen. Dit bleek onder andere op onderzeebooten die in de Botnische Golf onder water voeren. Door de vele rivieren die in deze smalle binnenzee uitmonden, is het zoutgehalte veel kleiner, en hier kon ook op middengolven tot op veel grootere diepte ontvangen worden, dan in de Noordzee het geval is.

Samenvatting van het medegedeelde leert, dat tengevolge van de groote absorptie van electro-magnetische golven in zeewater, rechtstreeksche verbinding tusschen gedoken onderzeebooten onderling, en tusschen een gedoken boot en een boven water varend vaartuig niet mogelijk is. De golven dienen langs de kortste weg het zeewater te verlaten, en daarna door de lucht hun weg te vervolgen. Omdat de breking aan de wateroppervlakte zoodanig is, dat energie-voortplanting langs dit scheidingsstuk niet plaats vindt, is de practische mogelijkheid voor radio-communicatie tusschen geheel gedoken booten onderling zeer gering.

Bij een radio-verbinding tusschen een ondergedoken boot en een bovenwatervaartuig, geven langere golven geringer absorptie in het zeewater, grooter stroomsterkte bij een zelfde vermogen en na breking aan het wateroppervlak een stralingsdiagram, waarin de richting van maximum straling een kleinere hoek met het wateroppervlak vormt. Op langere golven is de energie-uitstraling bij een zelfde stroomsterkte geringer, evenals de totale hoeveelheid energie, die van zeewater in de lucht overgaat.

Om deze redenen is voor een bepaalde diepte een gunstigste golf voor een radio-verbinding met een boven water varend schip te vinden. Deze gunstigste golf wordt langer als de diepte waarop het schip zich bevindt grooter wordt.

Opgemerkt wordt nog, dat een schip met een masthoogte van 50 meter slechts tot op 14 zeemijl afstand zichtbaar is voor een waarnemer die zich met zijn oog ter hoogte van het zeeoppervlak bevindt. De verbinding tusschen een gedoken boot en een 40 zeemijl verwijderd bovenwatervaartuig is hierom niet volledig verklaard. Vermoedelijk treedt nog eenige buiging van de uitgetreden golf naar het wateroppervlak op. Deze buiging is waarschijnlijk op lange golven grooter dan op korte.

## TOEVOEGING

Bij het inzicht dat hierboven is gegeven aangaande het op-

wekken en het gedrag van de electro-magnetische golven, die door een gedoken onderzeeboot worden uitgezonden beschikte ik omstreeks 1930 nog niet over voldoende documentatie om een meer exakte behandeling van de stralende eigenschappen van een oscilator onder water en de refractie aan het oppervlak te kunnen geven.

Nadat de voordracht op 21 December 1938 was gehouden bevredigde dit mij niet en hierom berekende ik op de door Hertz voor den aether uitgevoerde wijze de energie, die door een stroomelement onder water wordt uitgestraald in de kegel, waar binnen overgang van stralings energie van water in de lucht mogelijk is. Terwille van de duidelijkheid zijn in de berekeningen vereenvoudigingen en verwaarloozingen reeds vroegtijdig ingevoerd; de juistheid hiervan is steeds door uitvoering van de volledige berekening gecontroleerd.

Prof. Dr. Balth van der Pol was zoo vriendelijk de verhandeling door te zien en maakte mij erop attent dat het begrip „stralingsweerstand" in dit geval voorzichtig moest worden behandeld. Het gebruik van deze benaming is hierom zooveel mogelijk vermeden. Dr. K. F. Niessen die zoo bereidwillig was de gemaakte berekening te verifieeren maakte mij attent op een — overigens ook in standaardwerken van de electriciteitsleer voorkomend — verkeerd gekozen coördinaten stelsel, welke fout door verwisseling van de assen is gecorrigeerd.

Op overeenkomstige wijze als de stralingseigenschappen kunnen ook de reflectie-coëfficienten berekend worden. Dit is achterwege gelaten, omdat de laatste jaren hierover veel is gepubliceerd en er is volstaan met de in de voordracht gegeven verificatie aan de hand van juiste formules.

Bij het opbouwen van een nieuwe functie van Hertz kon het geleidingsvermogen uit den aard der zaak niet verwaarloosd worden. De fundamenteele functie luidt:

$$\frac{4\pi\mu\gamma}{c^2}\frac{\partial F}{\partial t}+\frac{\varepsilon\mu}{c^2}\frac{\partial^2 F}{\partial t^2}=\frac{\partial^2 F}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 F}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 F}{\partial z^2}$$

De eerste term van het linkerlid geeft de invloed van de geleidingsstroom weer; de tweede die van de diëlectrische verplaatsingsstroom. Ten einde de berekening overzichtelijk te houden wordt reeds dadelijk deze tweede term ten aanzien van de eerste verwaarloosd. Door de afstand tot het stroomelement,

dat in het nulpunt van een rechthoekig coördinatenstelsel gedacht is, $r$ te noemen en te bedenken dat $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$, gaat de vergelijking over in:

$$\frac{4\pi\mu\gamma}{c^2} \cdot \frac{\partial (rF)}{\partial t} = \frac{\partial^2 (r \cdot F)}{\partial r^2}$$

Wij nemen aan dat $r.F$ te splitsen is in twee factoren waarvan de eene ($T$) uitsluitend een functie is van $t$ en de andere ($R$) uitsluitend een functie van $r$. Verder kieze men voor de opgedrukte $E.M.K.$ overeenkomstig de werkelijkheid een sinusoïdaal verloop en beschouwe deze als het reëele deel van $B.e^{j\omega t}$. Na differentiatie van het linkerlid naar $t$ blijft de functie $T$ ongewijzigd en deze kan dus links en rechts worden geschrapt. Voor $R$ voldoet eveneens een functie van de vorm $R = C.e^{ar}$ omdat deze tweede afgeleide ook weer gelijk moet zijn aan de oorspronkelijke functie. De uitdrukking $r.F = R.T$ kan dus worden neergeschreven als $Ae^{j\omega t + ar}$ waarin $A$ het product $B.C$ vervangt. Na uitvoering van de bovengenoemde differentiatie vindt men voor $a$ de waarde

$$a^2 = \frac{j \cdot 4\pi\omega\gamma}{c^2}$$

Schrijft men den teller in de vorm $2j \cdot 2\pi\omega\gamma$ en bedenkt men dat $2j = 1 + 2j - 1 = (1 + j)^2$ en vermenigvuldigt men daarna teller en noemer met $\omega$, dan vindt men:

$$a = \pm \frac{(1 + j)\,\omega}{c} \sqrt{\frac{2\pi\gamma}{c}}$$

of

$$a = \pm\, \omega \left( \frac{\sqrt{\gamma T}}{c} + j \frac{\sqrt{\gamma T}}{c} \right)$$

Door voor $\frac{\sqrt{\gamma T}}{c}$ de waarde $\frac{1}{v_z}$ te schrijven vinden wij de uitdrukking:

$$(rF) = A\,e^{j\omega\left(t + \frac{r}{v_z}\right)} e^{\omega \frac{r}{v_z}} + A\,e^{j\omega\left(t - \frac{r}{v_z}\right)} . e^{-\omega \frac{r}{v_z}}$$

Het resultaat levert ons een tweetal loopende golven met

exponentieel toe- en afnemende amplitudo. Voor ons geval kiezen wij de golf die zich verplaatst in de richting van de positieve $r$, en vinden:

$$F = \frac{1}{r} A e^{j\omega\left(t - \frac{r}{v_z}\right)} . e^{-\omega \frac{r}{v_z}}$$

Deze functie $F$ behoeft een nadere beschouwing. In fig. 6 is

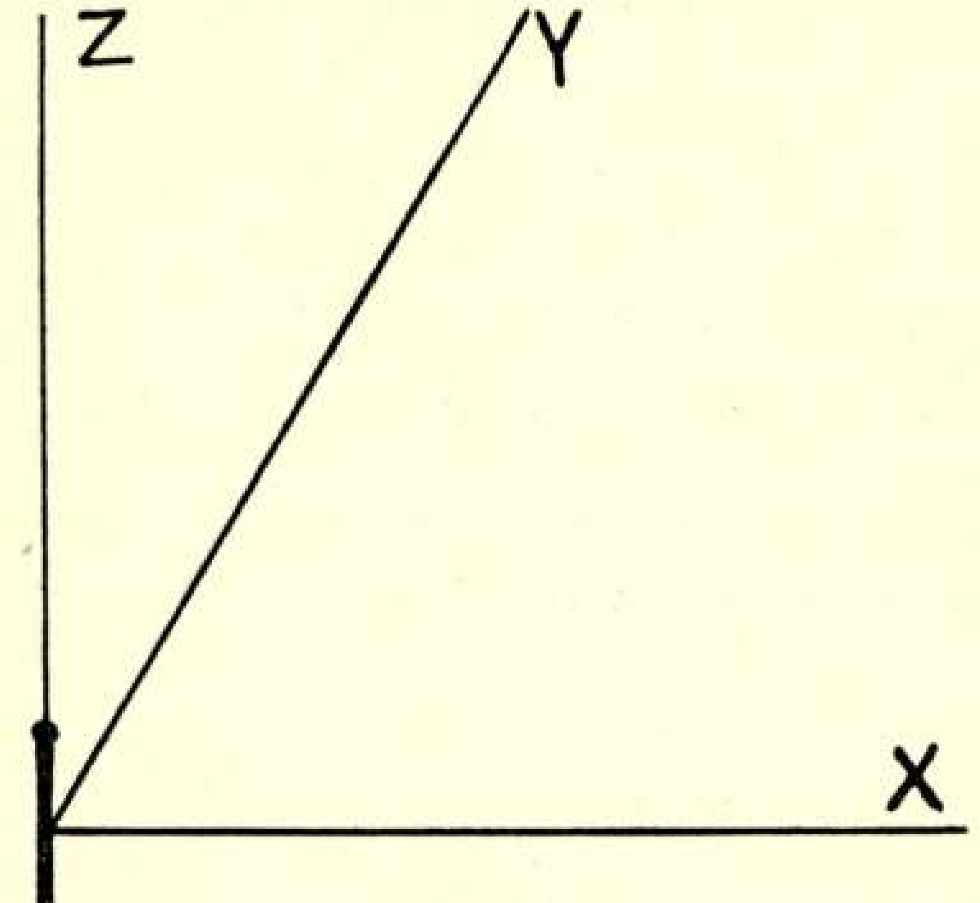


Fig. 6

een assenstelsel zoodanig gekozen dat de $Z$-as in den richting van den oscilator valt. Op de door Hertz aangegeven wijze wordt de component van het magnetisch veld in de $Z$ richting nul genomen en op analoge wijze vindt men dan voor de veldcomponenten:

$$E_x = \frac{\partial}{\partial x} . \frac{\partial F}{\partial z}, E_y = \frac{\partial}{\partial y} . \frac{\partial F}{\partial z} \text{ en } E_z = -\left(\frac{\partial^2 F}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial y^2}\right) \qquad \text{(I)}$$

Met behulp van de vergelijking van Maxwell:

$$\frac{4\pi u}{c} + \frac{1}{c}\frac{dD}{dt} = rot\, H$$

kunnen hieruit op hun beurt de componenten van het magnetisch veld worden berekend. Verwaarloost men weer de com-

ponent die de verplaatsingsstroom aangeeft t.o.v. die van de geleidingsstroom en stelt men de stroomdichtheid $u=\gamma . E$, dan gaat de uitdrukking over in:

$$\frac{4\pi\gamma}{c} . E = rot\, H .$$

en wij vinden:

$$H_x = \frac{4\pi\gamma}{c} . \frac{\partial F}{\partial y}, \; H_y = -\frac{4\pi\gamma}{c} . \frac{\partial F}{\partial x} \text{ en } H_z = o \qquad \text{(II)}$$

waarin

$$F = \frac{I}{r} A e^{\omega p} \text{ met } p = jt - \frac{I+j}{v_z} . r \qquad \text{(III)}$$

Bedenken wij dat $r = \sqrt{x^2+y^2+z^2}$, dan weten wij dat $\frac{\partial F}{\partial x} = \frac{\partial F}{\partial r} . \frac{\partial r}{\partial x}$ en vinden na substitutie van (III) in (I) en (II) voor de drie soorten differentiaal quotienten, waaruit beide laatst genoemde vergelijkingen zijn opgebouwd:

$$\frac{\partial F}{\partial x} = \frac{-x}{r^2}\left(\frac{I}{r} + \frac{(I+j)\,\omega}{v_z}\right) A e^{\omega p}$$

$$\frac{\partial^2 F}{\partial x^2} = \left\{\frac{-I}{r^3} + \frac{3x^2}{r^5} - \frac{(I+j)\,\omega}{r^2 v_z} + \frac{3x^2(I+j)\,\omega}{r^4 v_z} + \frac{x^2\, 2j\,\omega^2}{r^3 v_z^2}\right\} A e^{\omega p}$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \cdot \frac{\partial F}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \cdot \frac{\partial F}{\partial x} = \left(\frac{3xz}{r^5} \cdot + \frac{3xz(I+j)\,\omega}{r^4 v_z} + \frac{2xzj\,\omega^2}{r^3 v_z^2}\right) A e^{\omega p}$$

De eerste van deze drie uitdrukkingen, maar met de afleiding t. o. v. $z$, (hetgeen neerkomt op verwisseling van $x$ door $z$) leert ons, de eigenschappen van den oscilator kennen. Wij beschouwen hiertoe het bijzondere geval, dat de veldcomponenten met de tijd niet veranderen, hetgeen dus overeenkomt met een waarde $\omega = o$. In dit geval is:

$$\frac{\partial F}{\partial z} = \frac{-z}{r^3} A$$

Verder is $E_z = -\left(\frac{\partial^2 F}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial y^2}\right) = -\nabla F + \frac{\partial^2 F}{\partial z^2}$. Voor $\omega = o$

wordt ook $\nabla F = o$, zoodat de $E_x$, $E_y$ en $E_z$ componenten op dezelfde wijze afgeleiden zijn van de potentiaal functie $\frac{\partial F}{\partial z}$.

Beziet men verder twee koperen ballen die door een geisoleerde draad verbonden zijn, als in figuur 7 is aangegeven. In

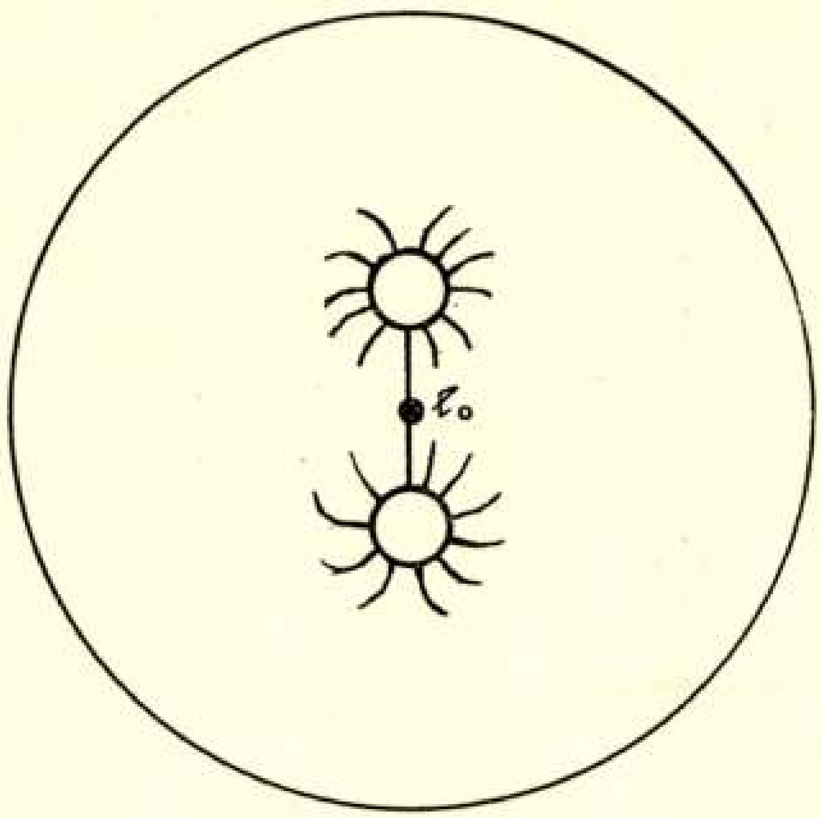



Fig. 7

de verbindingsdraad is een E. M. K. gedacht. Omdat de weerstand van de electroden te verwaarloozen is t. o. v. zeewater zijn de boloppervlakken aequipotentiaalvlakken en staan de stroomlijnen hier loodrecht op. Wij weten verder dat in eenig ruimtedeel de stroomsterkte evenredig is met het potentiaal verschil terwijl ook het omgekeerde waar is. De vorm van het potentiaal veld van de thans beschouwde oscilator is dus volkomen in overeenstemming met dat van een oscilator in den aether.

Een verschil is echter dat de potentiaal verschillen niet afhankelijk zijn van ladingen op de bollen maar van de stroomen die door den verbindingsdraad loopen. Het potentiaal verschil tusschen twee bepaalde punten is evenredig met $i$ en met de lengte van de verbindingsdraad $l$, doch omgekeerd evenredig met het geleidingsvermogen, zoodat:

$$A = \frac{i \, . \, l}{\gamma}$$

Beschouwen wij thans het veld van een oscilator (fig. 8) met lengte $l_o$, nemen wij de $z$-as van ons rechthoekig stelsel in de rich-

ting van den oscilator en de $y$-as door het midden van $l_o$ en loodrecht op het wateroppervlak en berekenen wij alleen de uitgestraalde energie, in een kegel met halve tophoek $x = bg\,sin\,\frac{v_z}{c}$, dan weten wij dat alleen hiervan een deel na refractie

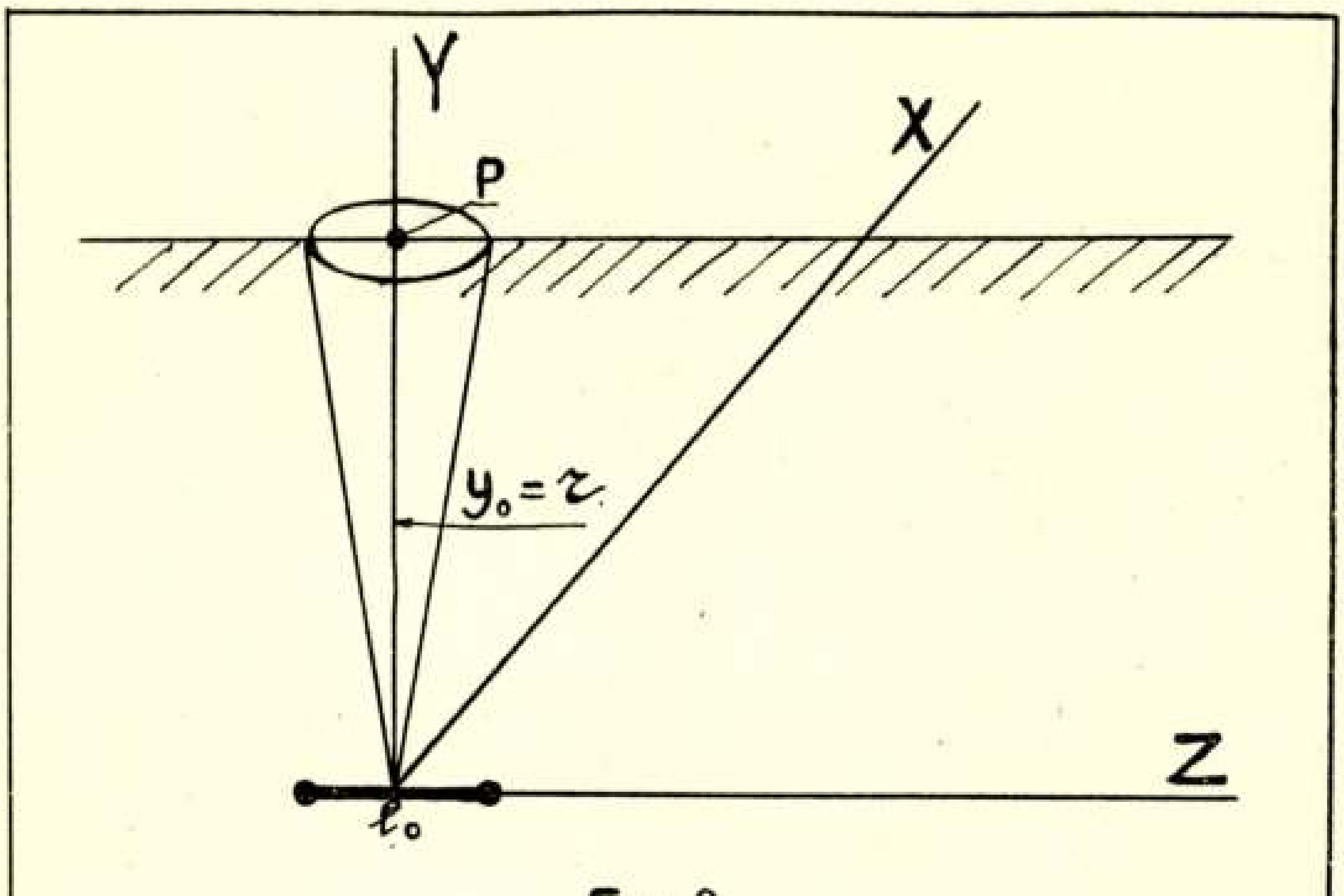


Fig. 8

aan het wateroppervlak in de lucht over zal gaan. Voor de kleine waarden die $a$ in ons geval krijgt mogen wij $tg\,a = sin\,a = \frac{v_z}{c}$ stellen. De straal van het cirkeltje waardoor de energie uitstraling plaats vindt is dan $\varrho = r\,tg\,a = \frac{r \,.\, v_z}{c}$ en de waarden van de componenten van $E$ en $H$ voor dit zeer kleine oppervlakje vinden wij, door na substitutie van IV in I en II $x = z = o$ en $y = r$ te stellen. Dit geeft ons:

$$E_x = E_y = o \text{ en } E_z = -\left(\frac{1}{r^3} + \frac{(1+j)\,\omega}{r^2\,v_z} + \frac{2\,j\,\omega^2}{r\,v_z^2}\right) A\,e^{\omega p}$$

$$H_y = H_z = o \text{ en } H_x = \frac{-4\pi\gamma}{c}\left(\frac{1}{r^2} + \frac{(1+j)\,\omega}{r\,v_z}\right) A\,e^{\omega p}$$

Wij nemen aan dat na refractie door het wateroppervlak alleen die componenten hun werking op groote afstand zullen doen gevoelen waarvan de amplitade omgekeerd evenredig met $r$ afneemt en vinden na te zijn overgegaan op reëele waarden:

$$E_z = \frac{-2\omega^2}{r \cdot v_z^2} A e^{\frac{-\omega \cdot r}{v_z}} \cos\omega\left(t - \frac{r}{v_z}\right)$$

en

$$H_x = \frac{-4\pi\gamma}{c} \cdot \frac{\omega}{r v_z} A e^{\frac{-\omega r}{v_z}} \left\{\cos\omega\left(t-\frac{r}{v_z}\right) - \sin\omega\left(t-\frac{r}{v_z}\right)\right\}$$

De energie die per tijdseenheid door een bepaald oppervlak $o$ wordt uitgestraald is bepaald door $\mathbf{P}_r . O = \frac{c}{4\pi} \mathbf{E} \times \mathbf{H} . O$. In ons geval staan $\mathbf{E}$ en $\mathbf{H}$ loodrecht op elkaar en loodrecht op $r$. Het beschouwde oppervlak is $\pi p^2 = \pi \frac{r^2 v_z^2}{c^2}$. Voor de waarden $E$ en $H$ die van $E_z$ en $H_x$ invoerende vinden wij voor het uitgestraalde arbeidsvermogen in de tijd $dt$.

$$P . dt = \frac{2\pi j \omega^3}{c^2 v_z} \left\{\cos^2\omega\left(t-\frac{r}{v_z}\right) - \cos\omega\left(t-\frac{r}{v_z}\right)\sin\omega\left(t-\frac{r}{v_z}\right)\right\} dt$$

hetgeen geintegreerd naar de tijd geeft.

$$P = \frac{\pi\gamma\omega^3}{c^2 v_z} A^2 e^{\frac{-2\omega r}{v_z}}$$

In de laatste uitdrukking bevat $A^2$ het kwadraat van de stroomsterkte. In de partiele stralingsweerstand komen dus $\omega^3$ en $v_z$ voor die beide functies van $T$ zijn. $\omega = \frac{2\pi}{T}$ en $v_z = \frac{c}{\sqrt{\gamma T}}$ zoodat

$$R_s = \frac{c}{\lambda_o^{5/2}}$$

waarin $\lambda_o$ weder de golflengte van de frequentie in de lucht voorstelt.

Voor de veldcomponenten vindt men een evenredigheid met $\lambda_o^{-5/4}$ hetgeen slechts weinig van de vroeger gebruikte waarde $\lambda_o^{-1}$ verschilt. Thans is echter in rekening gebracht dat met het kleiner worden der golflengte de refractie grooter wordt.

Had men op de gebruikelijke wijze de stralingsweerstand berekend uit de energie die door een boloppervlak met het midden

van den oscilator als middelpunt en een straal zeer groot t.o.v. den golflengte verdwijnt dan was dit niet in overeenstemming met de werkelijkheid geweest, omdat dan alle energie reeds gegeabsorbeerd was. Afgezien van de absorptie zou een uitdrukking van de vorm

$$R = \frac{C}{\lambda_z^3} = \frac{C}{\lambda_0^{3/2}}$$

waarin $\lambda_z$ de golflengte in zeewater en $\lambda_0$ die in lucht voorstelt, zijn gevonden.

Veelvuldig wordt voor onder water zenden en ontvangen ge bruik gemaakt van geïsoleerde ramen die voor en achter geleidend op het schip zijn gesoldeerd. In het midden van het schip worden beide draden naast elkaar geïsoleerd naar binnen gevoerd en op de afstemmiddelen aangesloten. Het bleek mij dat het in buitenlandsche marines een vraagpunt was of het voordeelen had de gesoldeerde einden niet op de boot te bevestigen, doch deze uitsluitend in geleidend contact met het zeewater te laten. Een voordeel van de eene methode boven de andere scheen echter in de praktijk niet te zijn gebleken. Het is duidelijk dat een oscilator met vrije uiteinden in geleidend contact met het zeewater, behoudens de afmetingen t.o.v. golflengte overeenkomt met de in deze toevoeging behandelde straler.

De invloed van het isoleeren van een dipool van zeewater wordt behandeld in „Hochfrequenztechnik und Elektroakustik" September 1937 door K. Brüne. Een merkbare invloed op de veldsterkte op grootere afstanden van den oscilator, als gevolg van het aanbrengen van isolatie en tengevolge van het vormen van het veld in de onmiddellijke nabijheid van den straler in een medium van geringeren weerstand, is hierbij niet waargenomen.

## SUMMARY

This paper concerns a treatment of the electrical properties of seawater and their influence on the absorption and length of radio-waves. Reception and transmission on a submerged loop-aerial are discussed and an examination of the reflection against and the refraction through the watersurface shows under which conditions it is possible that energy is transferred in the air. The treatment includes a method of determination of the best suitable wave at a certain depth. In an addendum the radiation of a submerged oscilator is calculated.

# STABILISATIE DER FREQUENTIE VAN TRILLINGS-GENERATOREN MET BEHULP VAN EEN DAARMEDE GEKOPPELDE ONTLADINGSBUIS

door

Ir. G. SCHOTEL

*Inleiding.*

Met trillingsgeneratoren zijn hier bedoeld: toestellen, waarin een ontladingsbuis wordt gebruikt voor het opwekken van hoogfrequente trillingen, zooals eenvoudige „ééntraps"-zenders en zwevers in ontvangtoestellen.

De methode werd oorspronkelijk ontwikkeld voor zenders van middelmatig en groot vermogen, doch kan evenzeer goede diensten bewijzen, b.v. bij de automatische frequentieregeling van zwevers in superheterodyne ontvangers.

Aanleiding tot deze ontwikkeling is geweest de behoefte aan niet te dure zenders, die toch voldoen aan de bepalingen van het Algemeen Radio Reglement van Caïro en verder ook de behoefte aan een gemakkelijk aan te brengen middel om, zonder hooge kosten, de frequentie-variaties van onstabiele zenders binnen zoodanige grenzen te houden, dat zij eveneens aan die bepalingen voldoen.

De alom gebruikte kristal gestuurde zenders, mits doelmatig en zorgvuldig geconstrueerd en goed onderhouden, voldoen ruimschoots aan de hierboven bedoelde eischen van frequentieconstantheid. Zij zijn echter kostbaar en gebonden aan enkele vaste frequenties.

Naar eenvoudiger en liefst ook soepeler werkwijzen, constructies of schakelingen werd derhalve gezocht. Het zou hier echter te ver voeren om van al het bekende op dat gebied een volledige beschrijving met daaraan verbonden beschouwingen te geven, weshalve met een opgave van de literatuur, opgenomen aan het einde van dit artikel, moet worden volstaan.

De in de literatuur beschreven werkwijzen, schakelingen en constructies kunnen worden gesplitst in:

*A. Mechanische,* waarbij wordt gebruik gemaakt van een kristal, stemvork of magneet (magnetostrictie) en verder die waarbij een draaicondensator of variometer, welke b.v. in den anodekring van een zender is geschakeld, mechanisch wordt bewogen, door middel waarvan automatisch een correctie van de frequentie plaats vindt nadat een afwijking is ontstaan;

*B. Electrische.* Hiertoe kunnen worden gerekend werkwijzen, waarbij de electrische grootheden der ketens van den trillingsgenerator zóódanig zijn gekozen resp. geschakeld, dat de oorzaken van de afwijkingen zoo weinig mogelijk invloed hebben op de frequentie en verder bijzondere schakelingen waarin extra impedanties (weerstanden) zijn opgenomen of speciale buizen worden gebruikt met hetzelfde doel. Tenslotte behoort nog tot deze groep de door de Radio Corporation of America ontwikkelde „long line control".

Alle in de literatuur beschreven methoden, waarvan enkele ongetwijfeld vindingrijk zijn, blijken echter, bij nadere beschouwing, niet bruikbaar voor het gestelde doel, hetzij door gecompliceerdheid en kostbaarheid, hetzij door onvoldoende resultaat of vermogen, dan wel een zeer slecht rendement en soms ook door een combinatie van enkele dezer factoren.

Voorts is in sommige gevallen een snelheid van regeling, voldoende om in de praktijk bruikbare resultaten te bereiken, niet te verwezenlijken.

Voor zwevers in ontvangtoestellen zijn verscheidene der onder B bedoelde schakelingen ongetwijfeld zeer goed bruikbaar mits het slechts de bedoeling is, dat de frequentie van den eenmaal ingestelden zwever verder „constant" blijft. Zij zijn echter niet bruikbaar voor automatische frequentie-bijregeling (b.v. in omroepontvangers) als een correctie op onnauwkeurige instelling.

De zooeven bedoelde schakelingen kunnen eveneens dienst doen als begintrap van gestuurde zenders. Behalve de mogelijkheid van een continue frequentiebereik wint men hiermede niet veel in vergelijking met kristal gestuurde zenders, waarbij nog komt dat de stabiliteit van laatstgenoemden in het algemeen belangrijk grooter zal zijn.

Aangezien de weerstand van een ontladingsbuis met uiterst weinig traagheid en ten koste van weinig vermogen door middel van de roosterspanning kan worden gewijzigd, scheen het de

moeite te loonen na te gaan of een schakeling of constructie, daarop gebaseerd, niet zou kunnen dienen voor het beoogde doel.

Ofschoon in den beginne weinig belovend, zoo blijkt toch de verdere ontwikkeling van dit denkbeeld tot vele mogelijkheden te leiden. Hierbij dient nog te worden vermeld, dat door twee Japanners Kusunose en Ishikawa inmiddels een vernuftige werkwijze is beschreven in de Proceedings of The I. R. E. van Februari 1932, waarbij eveneens van de weerstandsvariaties van een buis wordt gebruik gemaakt, doch die overigens principieel verschillend is en voor ons doel minder goede resultaten geeft, zooals een vergelijkende studie heeft aangetoond.

De methode, welke tenslotte werd gevonden en die ook in de praktijk het verlangde resultaat bleek op te leveren, zal hieronder wòrden beschreven.

Indien men een buis op een of andere wijze in den anodekring van een zender schakelt met de bedoeling om de eigen frequentie daarvan te wijzigen (bijregelen) met behulp van den variabelen weerstand van die buis of daarmede een tweeden kring koppelt, waarin de buis is opgenomen, dan zal in het algemeen het resultaat zeer gering zijn, zooals uit enkele hieronder weergegeven eenvoudige overwegingen blijkt:

De effectieve weerstand van een buis kan men niet tot een willekeurige waarde verkleinen, de grens waartoe men kan gaan, zonder in ontoelaatbaar hooge roosterspanningen te vervallen, ligt zelden beneden enkele duizenden ohms.

Gesteld dat de anode-kathode capaciteit 20 p F. bedraagt, dan wordt de reactantie 800 ohm bij 10000 kHz (30 m.); het is duidelijk, dat de variatie van een aan die reactantie parallelgeschakelden weerstand van enkele duizenden ohms naar boven weinig invloed kan hebben, hoe men de buis ook aanbrengt. Doch ook bij de lange golven, waarbij de capaciteitsreactantie veel hooger is, zal het effect, indien geen bijzondere maatregelen worden genomen, gering zijn, immers:

Om een bruikbaar effect te verkrijgen zal het noodig zijn dat een gegeven variatie van den weerstand van de buis voldoende invloed heeft op de kringen, die de frequentie van den trillingsgenerator bepalen. Doch ook indien de buiscapaciteit geheel kan worden verwaarloosd zal met eenvoudige serie- of parallelschakeling van de buis het doel *niet* worden bereikt, immers: de reactanties, waaruit de kringen van zoo'n generator bestaan, hebben als uitvloeisel van de praktische eischen, in

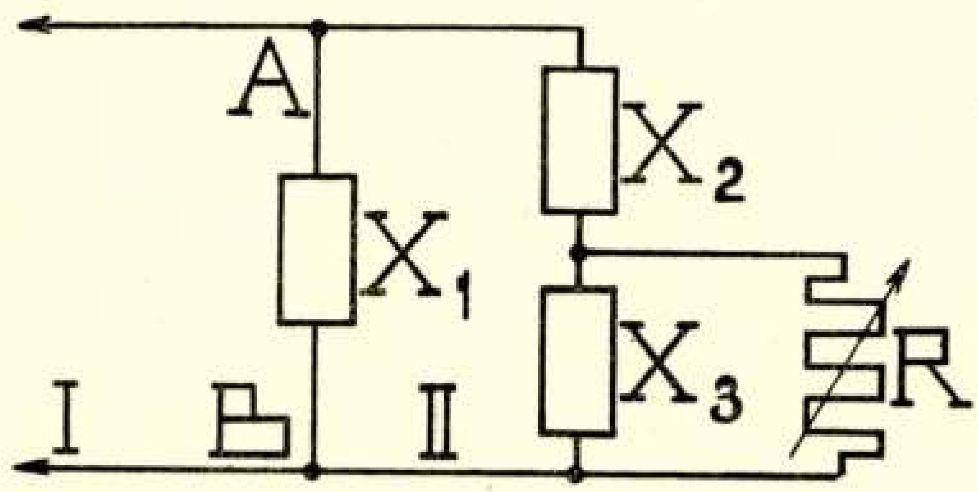
den regel de orde van grootte van enkele honderden ohms, (bij de korte golven meestal minder, bij de lange golven soms wat meer) tegenover een buisweerstand van minstens enkele duizenden ohms.

Schakelt men b.v. de buis parallel aan de spoel in den anodekring van een generator met een reactantie van 300 ohm, dan zal variatie van den buisweerstand van 10000 tot 100000 ohm zeer weinig effect hebben. Schakelt men daarentegen de buis in serie met die spoel, dan is het effect daarentegen al te groot: het toestel zal niet meer kunnen „genereeren"!

Het blijkt evenwel mogelijk te zijn, elke buis door middel van daarmede verbonden reactanties zóódanig aan te passen en te verbinden of te koppelen met den generator, dat het gewenschte effect wordt verkregen.

*Berekening.*

Het algemeene schema, dat alle mogelijkheden omvat is weergegeven in figuur 1.




Figuur 1.

Hierin zijn: $x_1$, $x_2$ en $x_3$ reactanties van condensatoren of spoelen, dan wel combinaties van beide en is $R$ de variable buisweerstand.

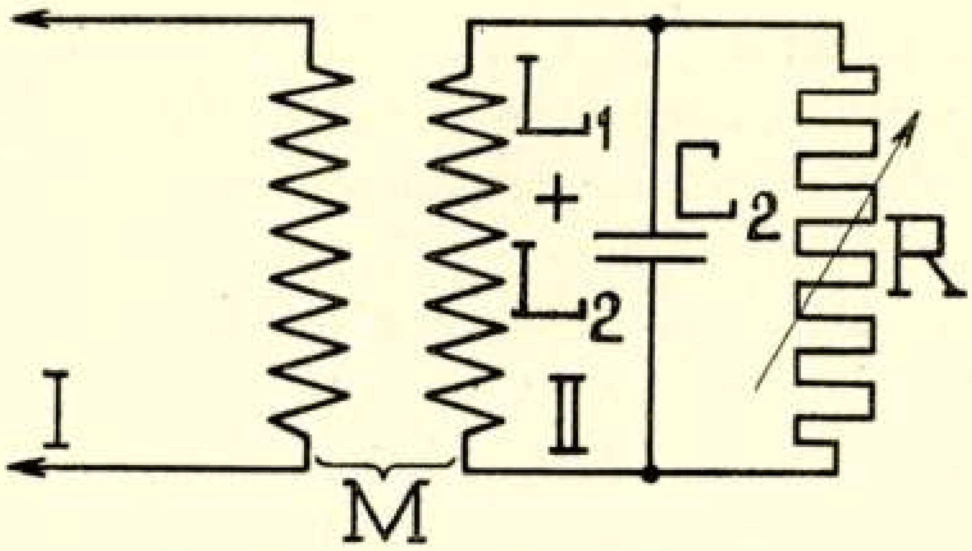
II wordt in het vervolg de regelkring genoemd, waarin de regelbuis is opgenomen.

De kring I behoort tot den generator, zoodat $x_1$ de grootheid voorstelt, welke beide kringen gemeen hebben.

Tot dit algemeene schema is ook terug te brengen de inductieve koppeling van regelkring met generatorkring, zooals b.v. fig. 2.

Indien men er voor zorgt, dat $M = L_1$ dan kan fig. 2 vervangen worden door fig. 3, welk laatste schema weer een bijzonder geval voorstelt van het algemeene schema in fig. 1.

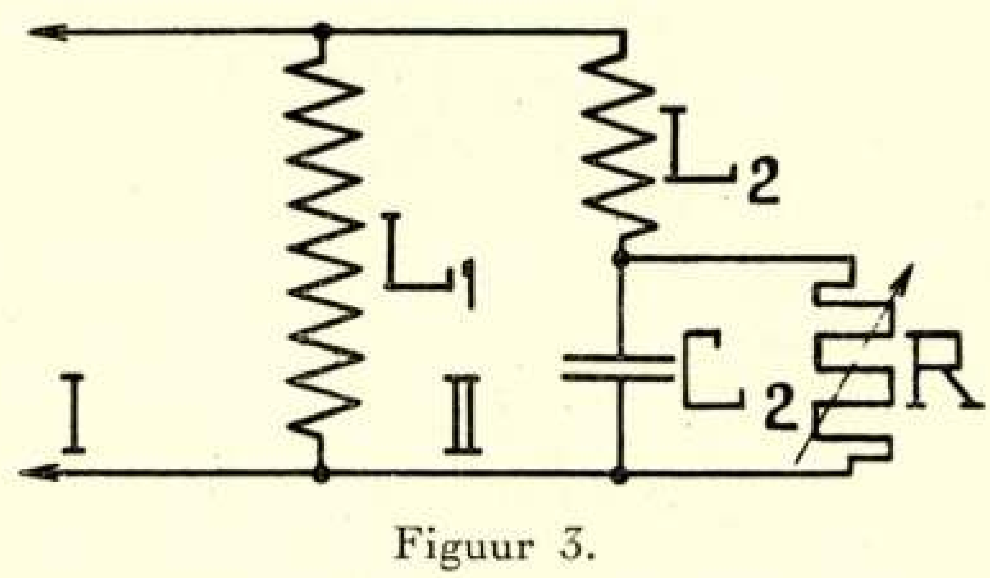
Aangezien het in de eerste plaats de bedoeling is de mogelijkheid van *stabilisatie* van generatoren te onderzoeken, moeten




Figuur 2.

de frequenties en dus de reactanties $x_1$, $x_2$ en $x_3$ *constant* worden aangenomen.

Voor die gevallen waarbij een *regeling* der frequentie binnen niet te ruime grenzen, zooals b.v. bij de automatische-frequentie-bijregeling in superheterodyne ontvangers, wordt vereischt,




Figuur 3.

kunnen de navolgende berekeningen en beschouwingen evenwel ook goede diensten bewijzen.

In de praktijk zijn voorts verliezen in spoelen en condensatoren niet te vermijden. Gemakshalve zullen $x_1$, $x_2$ en $x_3$ echter voorloopig als zuivere reactanties worden beschouwd en de invloed van de kleine verliesweerstanden later worden nagegaan.

Het vraagstuk, dat nu moet worden opgelost is het volgende:

Hoe moeten de reactanties $x_1$, $x_2$ en $x_3$ in fig. 1 worden gekozen om een zoo groot mogelijke reactantie-variatie in kring I te verkrijgen, als $R$ van een gegeven minimum- tot een maximum waarde variëert?

Daartoe worden eerst de reactantie $x_s$ en de weerstand $r_s$ be-

paald, welke, in serie tusschen de punten $A$ en $B$ van fig. 1 gedacht, de geheele schakeling kunnen vervangen om vervolgens na te gaan de verandering van $x_s$ indien $R$ wordt gewijzigd.

De parallelschakeling van $R$ en $x_3$ kan worden vervangen door de impedantie:

$$Z_r = \frac{j x_3 R}{j x_3 + R}$$

Gesplitst in een reëel en een imaginair gedeelte vindt men:

$$x_r = \frac{R^2 x_3}{x_3^2 + R^2} \ldots 1) \text{ en } r = \frac{R x_3^2}{x_3^2 + R^2} \quad \ldots\ldots \quad 2)$$

$x_r$ en $r$ zijn in serie geschakeld met $x_2$, aan welke serieschakeling $x_1$ is parallel geschakeld. De resulteerende impedantie zal dus zijn:

$$Z_s = \frac{j x_1 \left[ j(x_2 + x_r) + r \right]}{j(x_1 + x_2 + x_r) + r}$$

Weer gesplitst in een imaginair en een reëel gedeelte:

$$x_s = \frac{(x_1 + x_2 + x_r)(x_2 + x_r) + r^2}{(x_1 + x_2 + x_r)^2 + r^2} x_1 \quad \ldots\ldots \quad 3)$$

$$r_s = \frac{x_1^2}{(x_1 + x_2 + x_r)^2 + r^2} r \quad \ldots\ldots \quad 4)$$

Substitueert men de waarden van $x_r$ en $r$ uit de vergelijkingen 1) en 2) in 3) en 4), dan wordt:

$$x_s = \frac{(x_1 + x_2 + x_3)(x_2 + x_3) R^2 + x_3^2 x_2 (x_1 + x_2)}{(x_1 + x_2 + x_3)^2 R^2 + x^2{}_3 (x_1 + x_2)^2} x_1 \quad \ldots \quad 5)$$

$$r_s = \frac{x_1 x_3^2 R}{(x_1 + x_2 + x_3)^2 R^2 + x_3^2 (x_1 + x_2)^2} x_1 \quad \ldots \quad 6)$$

Het is wel interessant hier even na te gaan hoe de reactantie-variatie in kring I zal zijn, indien het mogelijk ware $R$ te veranderen van nul tot oneindig.

Wij bepalen daartoe uit 5): $x_{s\infty}$ voor $R = \infty$ en $x_{s0}$ voor $R = 0$ en vinden:

$$x_{s\infty} - x_{so} = \left[ \frac{(x_1 + x_2 + x_3)(x_2 + x_3)}{(x_1 + x_2 + x_3)^2} - \frac{x_2 x_3^2 (x_1 + x_2)}{x_3^2 (x_1 + x_2)^2} \right] x_1$$

$$\text{of:} \quad x_{s\infty} - x_{so} = \frac{x_1^2 x_3}{(x_1 + x_2)(x_1 + x_2 + x_3)}$$

De verliezen, die hierbij ontstaan zijn: $I^2 r_s$, indien $I$ de stroom in kring I voorstelt.

Aangenomen, dat $I$ constant blijft (hetgeen in de praktijk, althans bij benadering, steeds het geval zal zijn, omdat het vergeleken bij de totale reactantie in kring I slechts kleine variaties betreft) wordt het maximum verlies gevonden voor het geval $r_s$ een maximum is.

Ter bepaling van deze maximum waarde wordt $r_s$ in 6) gedifferentiëerd naar $R$ en $\frac{dr_s}{dR} = o$ gesteld.

Het maximum blijkt op te treden voor:

$$R = \pm \frac{x_3 (x_1 + x_2)}{x_1 + x_2 + x_3} \quad \ldots\ldots\ldots \quad 7)$$

Deze waarde gesubstitueerd in 6) geeft:

$$r_{s\,max} = \frac{\pm x_1^2 x_3}{2(x_1 + x_2)(x_1 + x_2 + x_3)} \quad \ldots\ldots \quad 8);$$

derhalve de helft van de waarde, gevonden voor de totale variatie van de reactantie, of:

$$r_{s\,max} = \pm \frac{1}{2} (x_{s\infty} - x_{so}) \; .$$

Aangezien $r_s$ en ook $R$ niet negatief kunnen zijn, geldt hier slechts het + of het − teeken, al naar gelang $x_{s\infty} - x_{so}$ positief of negatief is. Deze laatste vergelijking toont, dat het maximum verlies, dat bij de regeling van een zender met een gegeven stroomsterkte in den anodekring optreedt, *slechts* afhangt van de totale reactantie-variatie, onverschillig hoe men $x_1$, $x_2$ of $x_3$ ook kiest.

In de praktijk kunnen echter waarden van $R = o$ en $R = \infty$ bij lange na niet worden verwezenlijkt.

Zooals hiervoor reeds werd vermeld, ligt de kleinste waarde die men kan bereiken (afhankelijk van het buistype) in de buurt van enkele duizenden ohms, doch ook zeer groote waarden kunnen

niet worden bereikt tengevolge van de verliezen in kring II, die tot nog toe zijn verwaarloosd. Gesteld, dat de verliezen in $x_2$, $x_3$ door een equivalenten serieweerstand van 1 ohm in kring II kunnen worden uitgedrukt en dat de buiscapaciteit 20 pF bedraagt, dan wordt bij een frequentie van 20000 kHz: $x_3 = 400$ *ohm* en kan de serieweerstand worden vervangen door een equivalenten weerstand parallel aan de buis ter grootte van:

$$\frac{1^2 + 400^2}{1} = 160.000 \text{ ohm}.$$

Dientengevolge kan $R$ nooit grooter worden dan 160.000 ohm. Hierbij is verondersteld, dat $x_3$ uitsluitend uit de buiscapaciteit

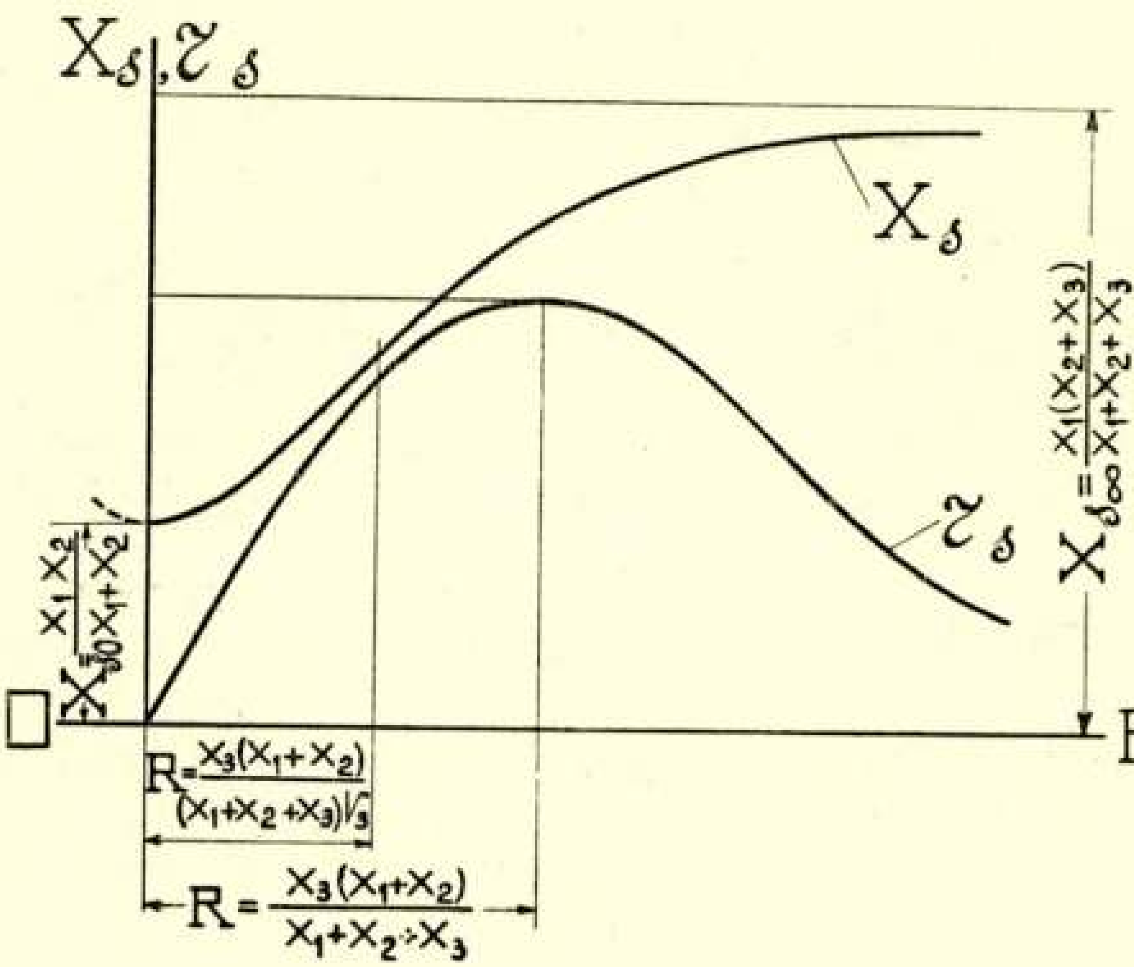



Fig. 4.

bestaat; schakelt men een condensator parallel aan de buis, dan wordt $x_3$ en daarmede $R_{max}$ nog kleiner. Door een passende spoel parallel aan de buis te schakelen zou men $x_3$ en $R_{max}$ weliswaar kunnen vergrooten, doch daartegenover staat dat zoodoende de verliezen weer worden vergroot en daarmede $R_{max}$ verkleind. De boven aangenomen verliesweerstand van 1 ohm, kan bij zeer zorgvuldige uitvoering wellicht nog wat worden verminderd, doch niet veel.

Resumeerende vindt men dus, dat de grenzen, waartusschen $R$ kan worden gewijzigd, vrij nauw zijn, vooral bij de korte golven.

Als gevolg daarvan zal de keuze van $x_1$, $x_2$ en $x_3$ niet vrij zijn, doch integendeel sterk beperkt in alle gevallen, waar een effectieve regeling of stabilisatie wordt verlangd.

Alvorens verder te gaan met de beantwoording van de vraag hoe de keuze van $x_1$, $x_2$ en $x_3$ dan moet zijn, is het ter verheldering van het inzicht wellicht niet ondienstig eerst de gedaante en de algemeene eigenschappen te bepalen van de krommen, welke $x_s$ en $r_s$ voorstellen als functie van $R$.

$$\text{Voor } R=0 : x_s = x_{so} = \frac{x_1 x_2}{x_1 + x_2}$$

$$\text{Voor } R=\infty : x_s = x_{s\infty} = \frac{x_1 (x_2 + x_3)}{x_1 + x_2 + x_3}$$

De waarde van $R$, welke $x_s$ een maximum of een minimum maakt, wordt gevonden door vergelijking 5) te differentieeren naar $R$ en $R$ op te lossen uit $\frac{dxs}{dR} = o$. Het blijkt, dat dan $R=o$ moet zijn, waaruit volgt, dat de raaklijn aan de kromme in het snijpunt met de y-as horizontaal loopt. Een verder onderzoek leert, dat in dit punt zoowel een maximum als een minimum kan worden gevonden, afhankelijk van de absolute waarde en het teeken van $x_1$ en $x_2$.

De weerstand, waarvoor de steilheid van de kromme een maximum is (buigpunt), wordt opgelost uit $\frac{d^2 x_s}{dR^2} = o$, men vindt:

$$R = \pm \frac{x_3 (x_1 + x_2)}{(x_1 + x_2 + x_3)\sqrt{3}}$$

In fig. 4 is één van de krommen afgebeeld, die voldoen aan de hierboven afgeleide voorwaarden; de algemeene gedaante blijft echter steeds dezelfde.

Voor de kromme $r_s = f(R)$ geldt het volgende: Voor $R=o$ wordt $r_s = o$; $R=\infty$ geeft eveneens $r_s = o$. De maximum weerstand $r_s$ treedt volgens 7) op voor: $R = \frac{x_3 (x_1 + x_2)}{x_1 + x_2 + x_3}$ en heeft zooals blijkt uit 8) de waarde: $r_{s\,max} = \frac{1}{2} (x_{s\infty} - x_{so})$

Hierbij zij nog opgemerkt, dat zich een bijzonder geval voordoet indien $x_1 + x_2 + x_3 = o$. In dit geval verdwijnen de termen met $R$ uit de vergelijking 5), zoodat $x_s$ constant blijft en gelijk aan: $\frac{x_1 x_2}{x_1 + x_2}$

Zooals hiervoor aangetoond, is het in de praktijk onmogelijk $R$ te doen veranderen van nul tot oneindig. Dientengevolge kan met de regeling van $R$ slechts een deel van de $x_s$-kromme worden bestreken, terwijl de maximum verliezen hetzelfde blijven, vooropgesteld, dat $r_{s\,max}$ binnen het bestreken deel optreedt.

Voor het oogenblik wordt verondersteld, dat dit laatste het geval is en verder dat $R$ kan worden gewijzigd van $R_1$ tot $R_2$. Voor het gemak bij de verdere berekening wordt aangenomen, dat $R_2 = pR_1$, waarbij $R_1$ veranderlijk is en $p$ een constante grootheid kleiner dan oneindig.

Zet men in vergelijking 5) achtereenvolgens $R = R_1$ en $R = pR_1$ dan wordt na aftrekking gevonden het gebied waarover kan geregeld:

$$x_{s1} - x_{s2} = \frac{\left[x_2 x_3^2 (x_1 + x_2)(x_1 + x_2 + x_3)^2 (1 - p^2) + x_3^2 (x_1^2 + x_2^2)^2 (x_2 + x_3)(x_1 + x_2 + x_3)(p^2 - 1)\right] R_1^2}{(x_1 + x_2 + x_3)^4 p^2 R_1^4 + \left[x_3^2 (x_1 + x_2)^2 (x_1 + x_2 + x_3)^2 p^2 + x_3^2 (x_1 + x_2)^2 (x_1 + x_2 + x_3)^2\right] R_1^2 + x_3^4 (x_1 + x_2)^4} \, x_1$$

Hierin zijn $R_1$ en $x_{s1} - x_{s2}$ veranderlijk; $p$, en voor een gegeven kring II, ook $x_1$, $x_2$ en $x_3$ constant, zoodat de vergelijking kan worden geschreven:

$$x_{s1} - x_{s2} = \frac{AR_1^2}{BR_1^4 + CR_1^2 + D},$$

waarin $A$, $B$, $C$ en $D$ constanten zijn.

Het maximum regelbereik $(x_{s1} - x_{s2})$ wordt gevonden door te differentieeren naar $R_1$ en de afgeleide gelijk nul te stellen. Het resultaat luidt, dat $R_1^4 = \frac{D}{B}$ voor $(x_{s1} - x_{s2})$ maximum.

Aangezien: $B = (x_1 + x_2 + x_3)^4 p^2$ en $D = x_3^4 (x_1 + x_2)^4$

$$\text{wordt: } R_1^4 = \frac{x_3^4 (x_1 + x_2)^4}{(x_1 + x_2 + x_3)^4 p^2} \text{ of:}$$

$$R_1 = \frac{\pm x_3 (x_1 + x_2)}{(x_1 + x_2 + x_3)\sqrt{p}}; \text{ en dus } R_2 = \frac{\pm x_3 (x_1 + x_2)\sqrt{p}}{x_1 + x_2 + x_3} \quad \ldots\ldots 9)$$

Substitueert men deze waarden in de vergelijking voor $x_{s1} - x_{s2}$, dan vindt men de maximum waarde voor het regelbereik, t.w.:

$$x_{s1} - x_{s2} \text{ (max.)} = \frac{x_1^2 x_3}{(x_1 + x_2 + x_3)(x_1 + x_2)} \times \frac{p-1}{p+1} \quad \ldots\ldots\ldots \quad 10)$$

Zet men $p = \infty$, dan wordt de laatste factor in deze vergelijking gelijk $1$ en heeft men de vroeger afgeleide uitdrukking voor $x_{s\infty} - x_{so}$ weer teruggevonden.

De beteekenis van de vergelijkingen 9) is de volgende:

Indien de buisweerstand kan worden veranderd van een zekere waarde tot een andere waarde, welke $p$ maal grooter is, dan moeten de grensweerstanden van de buis ($R_1$ en $R_2$) voldoen aan de vergelijkingen 9) om de gunstigste regeling te verkrijgen. Aangezien dit geldt voor elke eenmaal gekozen waarde van $x_1$, $x_2$ en $x_3$ (behalve wanneer $x_1 + x_2 + x_3 = 0$), mag men omgekeerd ook concludeeren, dat voor een gegeven $R_1$ (zooals in de praktijk het geval is) $x_1$, $x_2$ en $x_3$ zóó moeten worden gekozen, dat voldaan wordt aan de vergelijkingen 9).

Bovendien is het regelbereik $x_{s1} - x_{s2}$ bekend, ook indien men een trillings-generator wenscht te stabiliseeren, en wel uit de grootste afwijkingen, welke men in dit laatste geval in het bedrijf kan verwachten, vermeerderd met een zekere veiligheidsmarge.

Gesteld een generator met een anodekring-reactantie van *200 ohm*, waarvan men verwacht, dat de frequentie in het bedrijf door alle denkbare oorzaken als b.v. verwarming, spanningsschommelingen, slingeringen van de antenne en mechanische trillingen ten hoogste $\pm$ 1% zal afwijken van de juiste waarde, dan zal om deze afwijkingen te compenseeren een reactantievariatie noodig zijn van rond $\pm$ 2%, zoodat met een zekere speling $x_{s1} - x_{s2}$ gelijk aan 5% van *200 ohm* dus *10 ohm* zal moeten zijn.

Met den gegeven weerstand $R_1$ geeft deze voorwaarde in 9) en 10) twee vergelijkingen, waaraan $x_1$, $x_2$ en $x_3$ moeten voldoen, zoodat indien één van deze grootheden is gekozen, de andere theoretisch zijn bepaald. In feite is men echter nog meer beperkt in de keuze van deze grootheden, omdat lang niet elke waarde van $x_1$ tot reactanties $x_2$ en $x_3$ leidt, welke zich in de praktijk laten verwezenlijken.

Een opmerkenswaardig feit is het nog, dat $R$ blijkens de vergelijkingen 9) moet variëeren rond een waarde, welke wordt

bepaald door de parallelschakeling van $x_3$ met $x_1$ en $x_2$ in serie, nl.:

$$R = \frac{x_3(x_1 + x)}{x_1 + x_2 + x_3}.$$

Aangezien voor deze waarde tevens $r_s$ een maximum is, blijkt, dat inderdaad steeds dit maximum gelegen is binnen het gebied door de regeling bestreken, zooals werd vóórondersteld.

Er blijft nu nog slechts over na te gaan, of geen betere resultaten kunnen worden verkregen, voorzoover het de verliezen betreft, indien de regeling plaats vindt tusschen zóódanige grenzen, dat het maximum van $r_s$ *niet* is inbegrepen.

Hieronder zal worden aangetoond, dat dit niet het geval is, zelfs indien $R = o$ en $R = \infty$ ware te verwezenlijken.

Aangezien $r_s$ (max) optreedt voor: $R = \frac{x_3(x_1 + x_2)}{x_1 + x_2 + x_3}$ kan $R$ dan veranderen tusschen:

$$1)\ R_1 = o \quad \text{en} \quad R_2 = s\frac{x_3(x_1 + x_2)}{x_1 + x_2 + x_3}\ ;\ s < 1$$

$$2)\ R_1 = \infty \quad \text{en} \quad R_2 = t\frac{x_3(x_1 + x_2)}{x_1 + x_2 + x_3}\ ;\ t > 1$$

In geval 1) wordt: $x_{s1} = \frac{x_1 x_1}{x_1 + x_2}$ en

$$x_{s2} = \frac{(x_1 + x_2)(x_2 + x_3)s^2 + x_2(x_1 + x_2 + x_3)}{(s^2 + 1)(x_1 + x_2)(x_1 + x_2 + x_3)}\, x_1$$

waaruit volgt: $x_{s1} - x_{s2} = \frac{s^2}{s^2 + 1} \frac{x_1^2 x_3}{(x_1 + x_2)(x_1 + x_2 + x_3)}$

Gemakshalve wordt de afkorting: $a = \frac{\pm x_1^2 x_3}{(x_1 + x_2)(x_1 + x_2 + x_3)}$ ingevoerd, dan wordt het regelbereik:

$$h = x_{s1} - x_{s2} = \frac{s^2}{s^2 + 1} a \quad \dots\dots\dots\dots \quad 11)$$

De maximum waarde van $r_s(r_{s2})$ zal hier optreden voor de grootste waarde van $R$ n.l.: $R_2 = s\frac{x_3(x_1 + x_2)}{x_1 + x_2 + x_3}$, hetgeen gesubstitueerd in 6) geeft:

$$r_{s2} = \frac{x_1^2 x_3}{(x_1 + x_2)(x_1 + x_2 + x_3)} \frac{s}{s^2 + 1} = a \frac{s}{s^2 + 1}$$

Uit 11) volgt $a = \frac{s^2 + 1}{s^2} b$, zoodat $r_{s2} = \frac{b}{s}$ . . . . . . . . . . 12)

De beteekenis van deze vergelijking is de volgende:

Teneinde voor een gegeven regelbereik ($b$) met zoo klein mogelijke verliezen ($r_{s2}$) uit te komen, moeten de grootheden $x_1$, $x_2$ en $x_3$ zóó worden gekozen, dat de factor $s$ zoo groot mogelijk wordt, d.w.z. $s$ moet tot $1$ naderen en $r_{s2}$ tot $r_s$(max). Het is derhalve hier geen voordeel $r_s$(max) niet in te sluiten.

Op analoge wijze vindt men voor geval $b$):

$$b = x_{s2} - x_{s1} = a \frac{1}{t^2 + 1}$$

$$r_{s2} = a \frac{t}{t^2 + 1}, \text{ zoodat } r_{s2} = bt.$$

Daar $t > 1$, zullen de kleinste verliezen hier optreden indien $t$ tot $1$ nadert en dus $r_{s2}$ tot $r_s$(max).

Tenslotte zij nog opgemerkt, dat de maximum waarde van $r_s$ maatgevend is en niet een zeker gemiddelde, omdat eerstgenoemde waarde de ongunstigste bedrijfstoestand bepaalt, waarmede men bij het ontwerp moet rekenen als b.v. het vermogen van de te gebruiken buis (anode-distipatie!).

*Uitvoering*

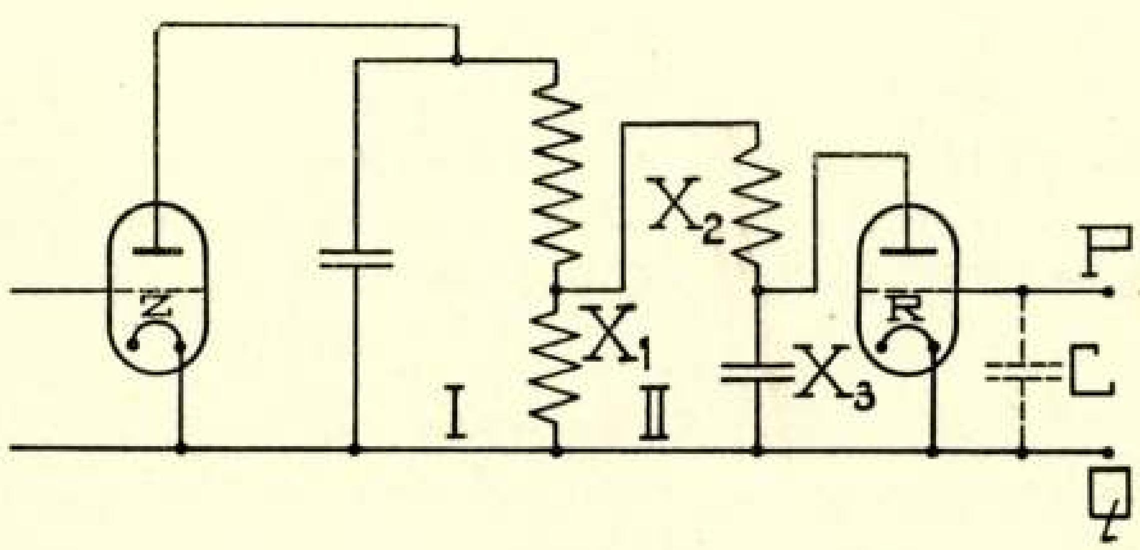



Fig. 5

Een van de uitvoeringsvormen is voorgesteld in fig. 5. Hierin is $Z$ de zendbuis met den daaraan verbonden anodekring $I$;

*R* de regelbuis, waarvan de weerstand door wijziging van een gelijkspanning tusschen de punten *P* en *Q* kan worden gevariëerd; $x_1$, $x_2$ en $x_3$ zijn volgens de hiervoor opgestelde regelen bepaald, zoodat een voldoende regeling ontstaat met zoo weinig mogelijk verliezen. De voedingsbronnen alsmede de roosterketen met terugkoppeling van den generator zijn weggelaten. Bij de regelbuis zijn behalve voor den gloeidraad geen voedingsbronnen noodig.

Op een of andere wijze moet het optreden van hoogfrequente spanningen tusschen *P* en *Q* worden verhinderd: b.v. door een grooten condensator *C*. Wijzigt men de spanning tusschen *P* en *Q*, dan is het resultaat een verandering van de zelfinductie in kring *I* en daarmede van de frequentie van den generator.

Is het de bedoeling den generator te stabiliseeren, dan wordt op *P-Q* een spanning gebracht, die afhangt van de frequentievariaties van den generator, zóódanig dat deze laatste min of meer volledig worden gecompenseerd.

In het algemeen bij zwevers en voor de langere golven ook bij zenders blijkt een dergelijke schakeling aan de verwachtingen te voldoen.

Bij de korte golven en het gebruik van groote zendbuizen stuit men echter op moeilijkheden: de waarden van den buisweerstand, welke men b.v. op grond van metingen met laagfrequente spanning op de anode meent te mogen verwachten, kunnen niet worden verwezenlijkt, waardoor het regelbereik veel geringer wordt.

Deze moeilijkheid is blijkbaar daaraan toe te schrijven, dat slechts een klein aantal electronen, tengevolge van de te geringe snelheid, gedurende de slechts zeer kort durende positieve helft van de anodespannings-periode de anode bereiken.

Het euvel kan worden verholpen door den condensator *C* een betrekkelijk kleine waarde te geven waardoor, behalve de regelspanning, ook hoogfrequente spanningen op den rooster van de regelbuis optreden en wel in phase met de anodespanning.

Het gevolg hiervan is, dat gedurende de positieve helft van de anodespanningsperiode een vrij hooge positieve roosterspanning optreedt, zoodat de electronen voldoende worden versneld om het verlangde effect te bereiken.

Aangezien nu ook een aantal electronen op den rooster terecht zullen komen, ligt het voor de hand hiervan gebruik te maken om de variabele rooster-gelijkspanning te verkrijgen.

Hiertoe behoeft men slechts een variabelen weerstand tusschen de punten P en Q te schakelen. Men kan nu nog een stap verder gaan en dezen weerstand vervangen door een buis, waarvan de weerstand weer door middel van de roosterspanning wordt gewijzigd. Voor dit doel is zelfs bij groote zenders in den regel een gewone ontvangbuis voldoende, zoodat met veel kleinere spanningsvariaties kan worden volstaan voor een zelfde regelbereik. Dit wil zeggen, dat zoodoende de „gevoeligheid" van de regeling sterk wordt vergroot.

Dit systeem is dan ook toegepast bij den zender van het Technisch Bureau van het Departement van Koloniën, welke hierna zal worden beschreven aan de hand van het schema (fig. *7*).

Alvorens hiertoe over te gaan dienen nog enkele woorden te worden gezegd over de wijze waarop spanningen kunnen worden verkregen, welke gelegd aan de punten P en Q, met behulp van de reeds beschreven regelinrichting, de stabilisatie van een generator bewerkstelligen.

Hoe dit ook geschiedt, steeds dient er op te worden gelet, dat de schakeling zóó is, dat een toename van de frequentie van den generator een toename van de zelfinductie in den anodekring tengevolge heeft en omgekeerd; mocht dit niet het geval zijn, dan behoeven slechts de verbindingen naar P en Q te worden omgekeerd.

Er zijn verscheidene mogelijkheden om van de generatorfrequentie afhankelijke spanningen te verkrijgen als het gebruik van: trillingskringen met geringe demping of waarin een kristal is opgenomen; zeefkringen met een steil front; phaseverschuivingen, die in de buurt van resonnantie, in trillingskringen optreden. Voorts toepassing van de voorgaande middelen na frequentie-transformatie, terwijl het tenslotte, omdat aan het geheele stelsel een zeer geringe traagheid kan worden gegeven, mogelijk zal zijn een zender met een kleinen kristal-generator te synchroniseeren door de resultante van zender en generatorspanning aan de punten *P* en *Q* te leggen.

Bij den zender van het Technisch Bureau is één van de eenvoudigste methoden toegepast en wel die, waarbij van twee eenvoudige gelijke trillingskringen wordt gebruik gemaakt (Fig. 6 en 6ᵃ).

Kring A heeft een eigen frequentie een weinig beneden, kring B een weinig boven de gewenschte frequentie. De kringen worden op een of andere wijze zwak gekoppeld met den te stabiliseeren

generator. De spanning, welke dientengevolge in elk der kringen ontstaat, wordt gelijkgericht; beide spanningen worden vervolgens in tegenschakeling toegevoerd aan de regelinrichting, welke zoodoende de verschilspanning krijgt.

Bij een kleine vermeerdering van de frequentie wordt de spanning van B hooger en die van A praktisch evenveel lager, zoodat de verschilspanning met rond het dubbele bedrag verandert.

De kringen behooren zóó te zijn ingesteld, dat de regeling zich om het steilste punt der resonnantie-krommen afspeelt. Om een optimale werking te verkrijgen is het verder gewenscht, dat de verhouding $\frac{L}{R}$ van elk der beide gelijke kringen en de koppeling tusschen die kringen zeer gering zij.

Behalve dat de verschilspanning met rond het dubbele be-

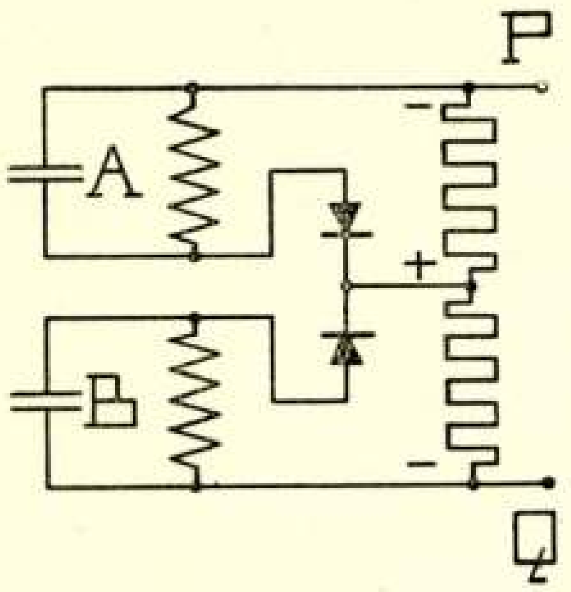



Fig. 6

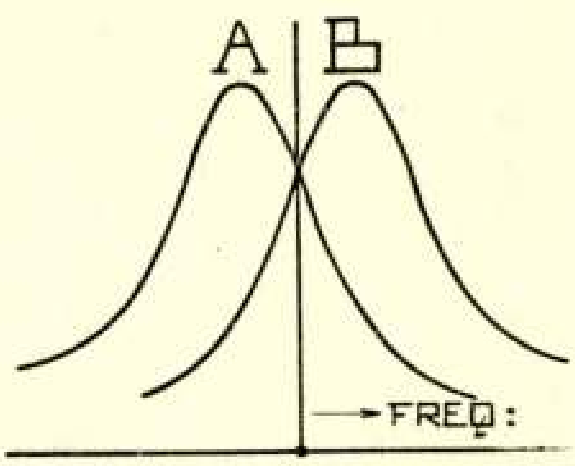



Fig. 6ª

drag variëert, heeft deze schakeling boven die met een enkelen kring nog het belangrijke voordeel, dat er geen groote beginspanning aanwezig is, omdat de beginspanning van den eenen kring die van den anderen door de tegenschakeling opheft.

Gelet op de bereikte resultaten heeft deze methode in combinatie met de beschreven regelinrichting zeer goed voldaan.

De reeds eerder aangeduide methode, waarbij van de phaseveranderingen tengevolge van frequentievariaties in de buurt van de eigen frequentie van een trillingskring wordt gebruik gemaakt, is oogenschijnlijk minstens even eenvoudig en belooft nog betere resultaten in tweeërlei opzicht:

Teneerste wordt de steilheid der regeling bij dezelfde $\frac{L}{R}$ — verhouding, volgens de berekening, bijna dubbel zoo groot en ten tweede schijnt bij de praktische uitvoering een continu-golfbereik gemakkelijker tot stand te brengen.

Het is evenwel mogelijk, dat bij de praktische uitvoering nog

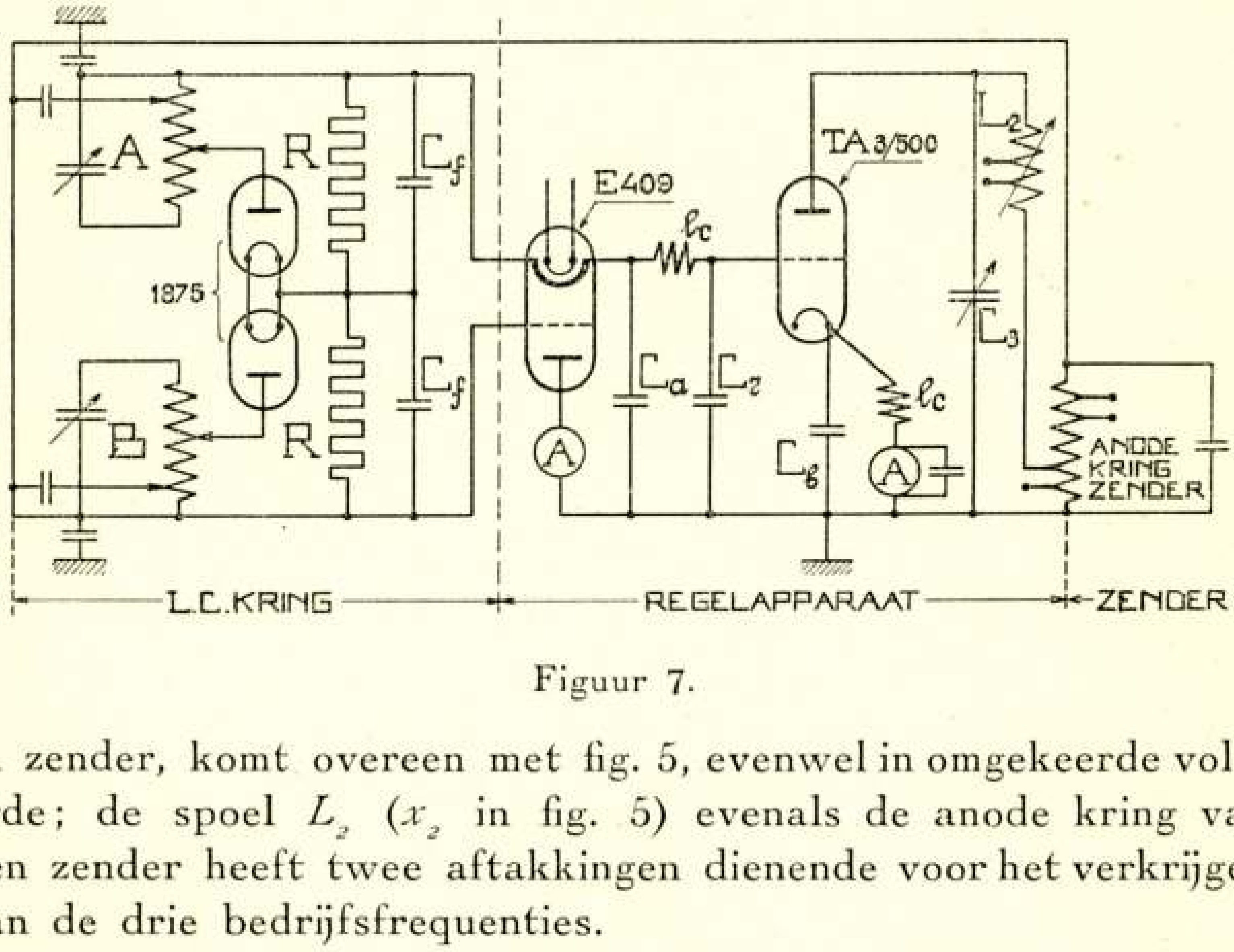
moeilijkheden moeten worden overwonnen, welker aard niet nauwkeurig vooraf kunnen worden voorspeld, b.v. de invloed van parasitaire capaciteiten, die vooral bij de korte golven een groote rol kunnen spelen.

De methode is beschreven door D. E. Foster en S. W. Seeley in de Proc. of The Inst. of Radio Eng., March 1937.

*Praktische toepassing*

De beschrijving van den zender van het Technisch Bureau kan nu verder tot details worden beperkt, aangezien het schema (fig. 7) in principe niets anders is dan een samenvoeging van fig. 5 en fig. 6.

Het rechtergedeelte van fig. 7, aangeduid als regelapparaat




Figuur 7.

en zender, komt overeen met fig. 5, evenwel in omgekeerde volgorde; de spoel $L_2$ ($x_2$ in fig. 5) evenals de anode kring van den zender heeft twee aftakkingen dienende voor het verkrijgen van de drie bedrijfsfrequenties.

Deze frequenties zijn: 8840, 13675 en 18765 kHz; met één handgreep wordt van de ééne frequentie op de andere overgeschakeld. De zender zelve is een eenvoudige ééntrapszender, dateerende van 1927 en uitgerust met een Philipsbuis TA $^4/_{1500}$ K, evenwel — ter verkrijging van een hoog rendement — volgens een bijzondere schakeling gebouwd.

Deze schakeling, welke hier verder niet ter zake doet, werd beschreven in het Tijdschrift van het Radio Genootschap van April 1927. Het vermogen in den antennekring bedraagt rond 1,5 kilowatt.

De meest rechts in fig. 7 geteekende ampèremeter met vóórgeschakelde smoorspoel $l_c$ dient voor aanwijzing van den anode gelijkstroom van de regelbuis TA $^3/_{500}$, een Philips-zendbuis, echter in verouderde uitvoering, omdat deze toevallig in voorraad was. Hoewel bij de afregeling gemakkelijk, is gebleken dat deze meter voor het bedrijf geen beteekenis heeft.

De condensator $C_b$ dient om te zorgen, dat de hoogfrequente stroom ongehinderd kan doorgaan en toch de gelijkstroom door den zoojuist bedoelden meter vloeit; bij weglating van den meter kan ook deze condensator en de smoorspoel $l_c$ worden gemist. $C_r$ is de condensator, welke de hoogfrequente spanning op den rooster van de regelbuis bepaalt; de smoorspoel $l_c$ met den condensator $C_a$ dient om de hoogfrequente spanning van de hulpbuis (een Philips-ontvangbuis E 409) te houden.

In den anode-kring van de buis E 409 is eveneens een ampèremeter opgenomen.

Dit instrument, aanwijzende van 0 tot 10 m.A., is het eenige, waarop de bedienende telegrafist bij de in bedrijfstelling let. Wel is er nog een gloeispannings-voltmeter voor de regelbuis, doch beteekenis heeft dit instrument hier feitelijk niet, omdat de gloeispanning eens en vooral op een waarde onder de normale kan worden ingesteld, zonder de werking van het regelapparaat te schaden, waardoor dan tevens de levensduur van de buis wordt vergroot.

Bij het in bedrijf stellen van het regelapparaat heeft de telegrafist niets anders te doen dan de gloeispanning in te schakelen en den anodekring van den zender door middel van een fijnregelcondensator zóó in te stellen, dat de milli-ampèremeter een bepaalden stroom aanwijst, ongeveer overeenkomende met het steilste punt van de regelkromme (zie fig. 4): hier circa 2 mA.

Zoodra er nu een kleine frequentieafwijking optreedt, zal de roosterspanning van de hulpbuis worden verlaagd of verhoogd, al naar gelang de frequentieafwijking in positieven- of negatieven zin plaats heeft, hetgeen weer tengevolge heeft, dat de anodestroom van die buis verandert.

Kleine bewegingen, héén en weer, van den fijnregelcondensator van den zender hebben derhalve sterke schommelingen van den wijzer van den milliampère-meter tengevolge, evenals b.v. slingeringen van de antenne of variaties van de voedingsspanningen; ook tijdens het normale bedrijf staat de wijzer geen oogenblik stil, zoodat men zich door een blik op den

milliampère-meter elk oogenblik overtuigen kan van de goede werking van den zender.

In de buurt van het steilste punt verloopt de kromme $r_s = f(R)$ vrij vlak, hetgeen wil zeggen dat daar de verliezen weinig veranderen, zoodat ook de anodestroom-variaties van de regelbuis betrekkelijk gering zijn juist in de buurt van het punt waar men moet instellen, Dit is de reden waarom de ampèremeter, welke den anodestroom van de regelbuis aanwijst, minder geschikt is voor de instelling en de contrôle van den gestabiliseerden zender.

Zooals in fig. 7 verder te zien is, zijn de kringen A en B door middel van zeer kleine condensatoren, via een condensator (geheel rechts op het schema aangegeven) gekoppeld aan den anodekring van den zender. Laatstgenoemde condensator, welke in den zender is ingebouwd, dient als blokcondensator voor de hooge anode-gelijkspanning.

De verbinding aan het punt met de hoogste hoogfrequente spanning heeft het voordeel, dat de koppelcondensatortjes van de kringen A en B zeer klein kunnen zijn en dat bovendien slechts een zeer klein gedeelte van de spoelen voor de koppeling behoeft te worden gebruikt, zoodat de eigenfrequentie van de kringen A en B praktisch niet wordt beïnvloed door eventueele veranderingen van de zenderkringen of de koppelelementen; bovendien ontstaat zoodoende slechts een uiterst zwakke koppeling tusschen de kringen onderling.

De spanningen, welke in de kringen *A* en *B* ontstaan, worden met behulp van kleine gelijkrichtbuizen (Philips 1875) gelijkgericht. Zij worden echter niet van de geheele spoel afgenomen, doch slechts van ongeveer één derde gedeelte daarvan.

De bedoeling van een en ander is de volgende:

De capaciteit van de buis 1875 is gering (enkele p.F.) waardoor het aan de trillingskringen via deze buizen verbonden circuit evenals de capaciteits-variaties van de gelijkrichtbuizen b.v. tijdens het warm worden, weinig invloed heeft op de eigen frequentie der kringen.

Door verbinding aan het derde gedeelte van de spoel wordt weliswaar de voor de regeling beschikbare spanning op $^1/_3$ gebracht, doch de beïnvloeding van de trillingskringen op $^1/_9$ gereduceerd. Tevens wordt zoodoende bereikt, dat de invloed van de weerstanden (*R* op het schema) op de demping van de trillingskringen sterk wordt verminderd, zoodat deze weerstanden betrekkelijk klein kunnen worden (200.000 ohm in dit geval),

wat weer het voordeel heeft, dat de traagheid van de regeling geringer wordt. Aangezien de condensatortjes *Cf* een capaciteit hebben van *50 pF*, wordt de constante $RC = 2 \cdot 10^5 \cdot 50 \cdot 10^{-12} = 10^{-5}$.

Een doelmatige schakeling en constructie van de trillingskringen is van zeer veel belang, omdat de stabiliteit daarvan de alles beheerschende factor is; het regelapparaat zorgt er nl. wel voor, dat de zender de door de trillingskringen bepaalde frequentie met grooter nauwkeurigheid volgt dan noodig is. In de praktijk, thans bijna een jaar geregeld bedrijf omvattende, is dan ook gebleken, dat het bijregelen, met inbegrip van de instelfouten, die in het bedrijf nu eenmaal voorkomen, met ruimschoots voldoende nauwkeurigheid geschiedt, zoodat de afwijkingen, daardoor ontstaan, vrijwel te verwaarloozen zijn ten opzichte van de instabiliteit van de trillingskringen. De mate van bijregeling is zelfs voldoende om bijna elk spoor van frequentiemodulatie door het gebruik van wisselstroom op alle gloeidraden en onvoldoende afvlakking van de anodespanning te doen verdwijnen, zoodat — mede, dank zij de geringe traagheid van het geheele stelsel, — de oorspronkelijk zeer ruwe toon zuiver wordt.

Doch ook de stabiliteit van de kringen is, dank zij den zorgvuldigen bouw en de temperatuurscompensatie, op de condensatoren toegepast, voldoende om aan de nieuwe internationale bepalingen van Caïro te voldoen, zooals gebleken is uit een groot aantal metingen, welke ook van onzen zender ambtshalve door den controledienst op ongeregelde tijdstippen worden verricht; wellicht kunnen evenwel degenen, die meer ervaring hebben met het bouwen van stabiele kringen nog belangrijk betere resultaten bereiken.

Teneinde een denkbeeld te geven van het verloop der frequentie-afwijkingen, zijn hieronder een reeks opeenvolgende meetresultaten weergegeven op de hoogste frequentie (*18675 kHz*) gedurende het tijdvak van 1 April tot 1 Juli 1938. Dit tijdvak is gekozen omdat daarin geen experimenten werden verricht, zoodat de zender geheel aan zich zelf kon worden overgelaten. De cijfers zijn: 18764,45; 18765,45: 18765,20; 18765,45; 18764,76; 18764,71; 18765,18; 18764,96; 18764,73; 18765,30; 18763,78; 18763,78; 18764,96; 18764,74; 18763,78; 18765,67; 18765,90 en 18766,14 . *kHz*.

De grootste afwijkingen zijn derhalve: $+1{,}14$ en $-1{,}12$ *kHz*, of $\pm$ 0,006 %, terwijl het Reglement van Caïro voor 1939 eischt 0,01 %.

Hierbij is het van belang te vermelden, dat als antenne wordt gebruikt een dipool welke bij harden wind heftig slingert en dat het geheel uit het stadsnet wordt gevoed: de anodespanning van den zender via een omvormer-aggregaat en alle gloeidraden, zoowel van zender als regelinrichting, welke laatste verder geen voeding behoeft, via transformatoren.

Tenslotte kan nog worden opgemerkt, dat de methode ontwikkeld voor de stabilisatie van trillingsgeneratoren, feitelijk inhoudt de wijziging van de reactantie van een trillingskring door middel van een daarmede gekoppelde buis, bij *gelijkblijvende frequentie*. Kleine afwijkingen in de frequentie (tot enkele procenten) hebben echter praktisch geen invloed op het resultaat, dat men verkrijgt, indien men de gunstigste waarden van de benoodigde reactanties bepaalt volgens de hiervoor ontwikkelde theorie, hetgeen wil zeggen, dat het regelapparaat — binnen zekere grenzen — op geheel dezelfde wijze kan worden geconstrueerd indien het de bedoeling is frequentie-veranderingen te voorschijn te roepen.

Frequentie-modulatie b.v. ter verbetering van de ontvangst bij fading is gemakkelijk tot stand te brengen door in de roosterketen van de hulpbuis behalve de reeds aanwezige gelijkspanning een kleine wisselspanning te doen optreden.

Op zeer eenvoudige wijze kan zoodoende ook het gesproken woord worden overgebracht. De zender blijft daarbij gestabiliseerd, slechts verandert de frequentie periodiek resp. volgens het rythme der spraak om een vaste gemiddelde waarde. Eenige voorloopige proeven onlangs genomen met telefonie, hebben onverwacht gunstige resultaten opgeleverd.

Den Haag, Oct. 1938.

1) Ferguson, Bell System Techn. Journ., Jan. 1924 (stemvork).
2) Fromy, L'onde électrique, Oct. 1925 (keuze electr. grooth.).
3) Westmann, Q S T, Nov. 1928 (magnetostrictie).
4) Gunn, I. R. E., Sept. 1930 (bijz. schak. met 2 buizen).
5) Conklin, Frisch, Hansell, I. R. E., Nov. 1931 (long line).
6) Kusunose, Ishikawa, I. R. E., Febr. 1932 (overzicht verschillende methoden tevens weerstandsvariatie buis).
7) Groszkowski, I. R. E., Febr. 1934 (dynatron schakeling).
8) Posthumus, Douma, Philips' Transm. News, Dec. 1936 en Maart 1937 (bereikbare constantheden).

# ZONNE-ACTIVITEIT EN RADIO-ONTVANGST IN 1938

door

Dr J. H. C. LISMAN

*Mededeeling uit het Radiolaboratorium van het Staatsbedrijf der P. T. T. te 's-Gravenhage*

Ten vervolge op de rapporten over 1936 en 1937 [1]) wordt in het onderstaande wederom een overzicht geboden over de verschijnselen betreffende zonne-activiteit en radio-ontvangst, welke gedurende het jaar 1938 door den Nederlandschen P. T. T.-dienst werden waargenomen [2]).

### 1) *De verschuiving der golflengten.*

Het gemiddelde relatieve zonnevlekkengetal [3]) bedroeg in 1938 109,5 (v. j. 114,4), en vertoont dus weinig verandering in vergelijking met het vorige jaar (zie fig. 1).

In de voor het verkeer over groote afstanden gebruikte golflengten kwam dit jaar ten opzichte van 1938 dan ook nagenoeg geen wijziging.

Bij de uitzendingen te Kootwijk-Radio bleven dezelfde golflengten in gebruik.

---

[1]) J. H. C. Lisman, Zonne-activiteit en radio-ontvangst in 1936 resp. 1937, Tijdschr. Ned. Radiogen. 7, 141, 1937 resp. 7, 220, 1938.

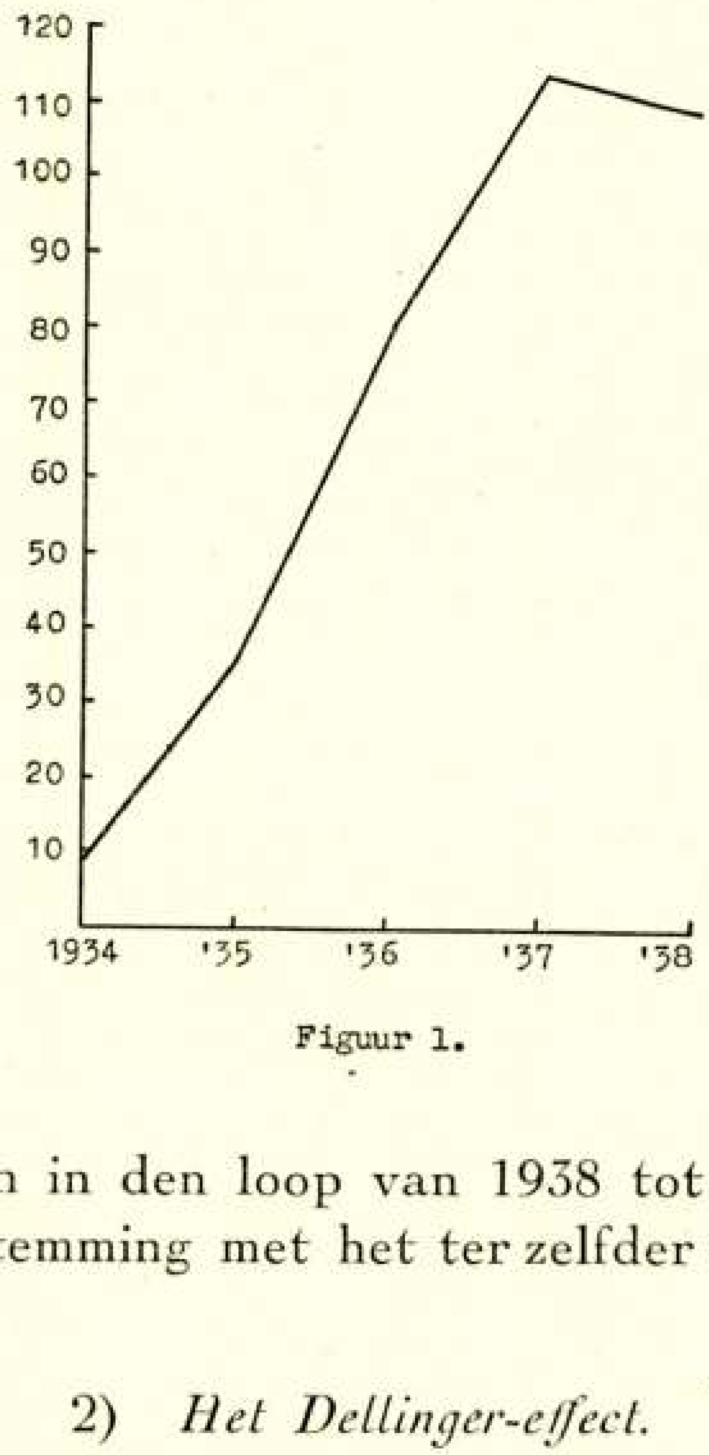
[2]) Voor de verleende medewerking betuigen wij wederom gaarne onzen dank aan den Directeur van de Sterrewacht der Rijks Universiteit te Utrecht Prof. Dr M. Minnaert, den Directeur van de Afd. Magnetisme en Seismologie van het Kon. Ned. Meteorologisch Instituut te De Bilt Dr G. van Dijk, alsmede aan den Beheerder van het ontvangstation Noordwijk-Radio te Noordwijkerhout Ir B. J. Stöver en diens medewerkers.

[3]) Bulletin for character figures of solar phenomena, Zürich.

Wat betreft de ontvangst te Noordwijk-Radio kan worden vermeld dat Amerika de golf van 14,8 m weer buiten dienst heeft gesteld. Voorts werden in de tweede helft van 1938 proeven genomen met Japan op golflengten van 10 à 12 m, welke evenmin een gunstig resultaat opleverden.

Bij normale slechte ontvangst (geen Dellinger-effect) doet zich weer het verschijnsel voor, dat de kortste golven het eerst worden aangetast.

Een en ander vestigt den indruk dat de verschuiving naar




Figuur 1.

kortere golflengten in den loop van 1938 tot staan is gekomen, zulks in overeenstemming met het ter zelfder tijd bereikte zonnevlekkenmaximum.

2) *Het Dellinger-effect.*

Het Dellinger-effect werd in 1938 op het ontvangstation Noordwijk-Radio 72 (v. j. 60) maal waargenomen. Het aantal hevige effecten bedroeg 45 (v. j. 40). Het zou te ver voeren, de volledige gegevens uit de dagrapporten van het station te vermelden, zoodat volstaan wordt met tabel I, waarin een overzicht van het verschijnsel wordt geboden.

Kolom 1. Deze kolom bevat de dagen waarop het effect werd waargenomen. Er waren dit jaar vrij veel dagen waarop storingen van zeer langen duur en groote

TABEL I

| DATUM | Tijd gmt | Aard | Eruptie |
|---|---|---|---|
| 13 Jan. | 1420—1600 | 2 | + 2 |
| 14 „ | 1430—1700 | 1 | + 2 |
| 15 „ | 1710—1720 | 1 | + 2 |
| 17 „ | 1010—1015 | 1 | + 1 |
| 19 „ | 1430—1530 | 2 | + 1 |
| 20 „ | 1810—2040 | 3 | + 3 |
| 26 „ | 1430—1450 | 1 | |
| 26 „ | 1735—1750 | 1 | |
| 28 „ | 2120— | 1 | |
| 31 „ | 1600—1820 | 1 | |
| 31 „ | 2015—2230 | 1 | |
| 8 Febr. | 1740— | 2 | |
| 9 „ | 1900— | 2 | |
| 12 „ | 1820—1910 | 1 | |
| 24 Maart | 1605—1630 | 2 | + 2 |
| 31 „ | 1036—1130 | 3 | + 3 |
| 7 April | 1320—1330 | 3 | + 3 |
| 7 „ | 1410—1430 | 3 | + 3 |
| 8 „ | 1130—1200 | 1 | |
| 11 „ | 1220—1300 | 1 | |
| 13 „ | 0940—1030 | 2 | + 3 |
| 14 „ | 1015—1045 | 1 | + 2 |
| 23 „ | 1945—2030 | 1 | + 2 |
| 26 „ | 1252—1310 | 3 | |
| 27 „ | 1132—1145 | 3 | + 1,5 |
| 11 Mei | 1510—1530 | 2 | + 2 |
| 11 „ | 1730—1740 | 2 | |
| 30 „ | 1350—1400 | 1 | + 1 |
| 29 Juni | 1510—1525 | 2 | + 2 |
| 30 „ | 1506—1512 | 3 | + 1 |
| 2 Juli | 0725—0745 | 3 | + 2 |
| 10 „ | 1215— | 2 | |
| 15 „ | 0800—1020 | 2 | + 2 |
| 15 „ | 1100—1125 | 2 | |
| 21 „ | 1401—1409 | 2 | |
| 26 „ | 0812—0830 | 2 | |
| 28 „ | 1248—1300 | 2 | |
| 29 „ | 1615—1628 | 3 | + 2 |
| 4 Aug. | 0700—1020 | 1 | + 2 |
| 5 „ | 0750—0905 | 1 | + 2 |
| 5 „ | 1326—1335 | 3 | |
| 5 „ | 1355—1410 | 2 | |
| 6 „ | 1400—1430 | 2 | + 2 |
| 30 „ | 1002—1015 | 2 | + 3 |

TABEL I (vervolg)

| DATUM | Tijd gmt | Aard | Eruptie |
|---|---|---|---|
| 13 Sept. | 2030—2050 | 1 | |
| 13 „ | 2200— | 2 | |
| 14 „ | 1900— | 3 | |
| 17 „ | 0800—1003 | 2 | |
| 17 „ | 1340—1400 | 2 | |
| 17 „ | 1725—1830 | 2 | |
| 19 „ | 0830—1030 | 2 | |
| 20 „ | 0725—1000 | 2 | + 1 |
| 21 „ | 1021—1055 | 3 | + 2 |
| 27 „ | 2245— | 2 | |
| 7 Oct. | 1712—1753 | 1 | |
| 7 „ | 1825—1840 | 2 | |
| 7 „ | 2010— | 2 | |
| 9 „ | 1340—1425 | 1 | |
| 17 „ | 1239—1259 | 1 | + 3 |
| 24 „ | 1510—1545 | 1 | |
| 25 „ | 1415—1430 | 1 | |
| 26 „ | 1415—1500 | 1 | |
| 27 „ | 1955—2015 | 2 | |
| 17 Nov. | 1120—1130 | 1 | |
| 21 „ | 1445—1530 | 2 | |
| 21 „ | 1805—1807 | 1 | |
| 21 „ | 1940—1945 | 1 | |
| 22 „ | 1945— | 2 | |
| 29 „ | 1740—1820 | 2 | + 1 |
| 5 Dec. | 1415—1510 | 1 | |
| 6 „ | 1623—1700 | 2 | + 2 |
| 7 „ | 1815—1830 | 2 | + 3 |

hevigheid werden ondervonden, welke niet als echte Dellinger-effecten moesten worden aangezien; vooral in de tweede helft van Januari traden deze storingen veelvuldig op, mede in verband met bijzondere Noorderlichtverschijnselen. Deze storingen, welke soms moeilijk van een echt Dellinger-effect waren te onderscheiden, zijn in tabel I uiteraard niet opgenomen. De uitbarstingen op de zon, welke Dellinger-effect veroorzaken, blijken over de geheele zonsoppervlakte verdeeld te zijn. Dit verklaart, tezamen met het ontstaan van nieuwe eruptie-haarden, de afwijkingen van het 27-daagsche interval.

Kolom 2. Hierin zijn de tijden aangegeven, waarbij een ge-

middelde is aangehouden voor de verschillende verbindingen en golflengten. De gemiddelde duur van het effect bedroeg 44 min (v. j. 36) en voor de hevige effecten 42 min (v. j. 37).

Kolom 3. Door de cijfers in deze kolom wordt de aard van het effect aangeduid; 3 stelt een volledig Dellinger-effect voor, 2 beteekent dat op eenige verbindingen geen inzinking werd waargenomen; 1 beteekent dat slechts een enkele verbinding wegviel. De gemiddelde hevigheid bedroeg 1,8 (v. j. 1,9).

Kolom 4. Deze kolom bevat een kruisje indien de coïncideerende eruptie op de zon waargenomen werd. Zooals bekend, heeft lang niet elke uitbarsting Dellinger-effect ten gevolge (vlg de waarnemingen te Noordwijk-Radio slechts ongeveer 7 %). Dat in tabel I niet elk Dellinger-effect met een zonne-eruptie correspondeert, is voor een gedeelte te verklaren door onvolledigheid van de zonnewaarnemingen en wellicht ook doordat nog eenige tijden van slechte ontvangst ten onrechte als Dellinger-effect zijn aangemerkt. Het samenvallingspercentage bedroeg 43 % (v. j. 45). Voor de effecten Nos 2 en 3 bedroeg dit 49 % (v. j. 60).

Het cijfer achter het kruisje geeft de intensiteit van de eruptie aan. De correspondeerende uitbarstingen van intensiteit $>$ 1 zijn verreweg in de meerderheid met 81 % (v. j. 81), zoodat dus juist de hevige erupties Dellinger-effect veroorzaken.

Ook de hevige erupties blijken over de zonneschijf willekeurig verdeeld te zijn (boven 30° N. en Z. breedte komen echter practisch geen erupties voor).

Met betrekking tot de magnetische storingen vallen dit jaar geen verdere bijzonderheden te vermelden. De magnetische diagrammen vertoonen hetzelfde beeld als in 1937 [1]).

Teneinde een indruk te geven van de magnetische storingen welke soms met het Dellinger-effect gepaard gaan, is een te De Bilt opgenomen diagram afgebeeld (fig. 2). Het betreft hier het effect van 24 Maart 1938. De piekjes in de horizontale intensiteit H en de declinatie D vallen precies op den tijd van het Dellinger-effect. Dergelijke afwijkingen treden evenwel ook buiten het Dellinger-effect menigmaal op, zooals eveneens uit de figuur blijkt.

[1]) Zie rapport 1937 blz. 225.

Wegens de storingen in de magnetische diagrammen tengevolge van de electrificatie van het middennet der Ned. Spoorwegen, werd de magnetische afdeeling van het Kon. Ned. Meteorologisch Instituut dit jaar overgebracht naar Witteveen in Drente. De Biltsche diagrammen zijn tot eind Maart nog ongestoord.

Het verband tusschen het Dellinger-effect en de verschijnselen op de zon teekent zich duidelijker af, naarmate meer waarnemingsmateriaal voorhanden is, hetgeen uit tabel II moge blijken. De getallen tusschen haakjes hebben betrekking op de effecten Nos 2 en 3.

TABEL II

| | 1934 | 1935 | 1936 | 1937 | 1938 |
|---|---|---|---|---|---|
| Aantal zonnevlekken . . | 9 | 36 | 80 | 114 | 109 |
| Aantal hevige zonne-erupties (>1) . . . . | 1 | 20 | 166 | 286 | 361 |
| Aantal Dellinger-effecten | 0 (0) | 0 (0) | 38 (26) | 60 (40) | 72 (45) |
| Gemiddelde duur in min | — | — | 24 (22) | 36 (37) | 44 (42) |

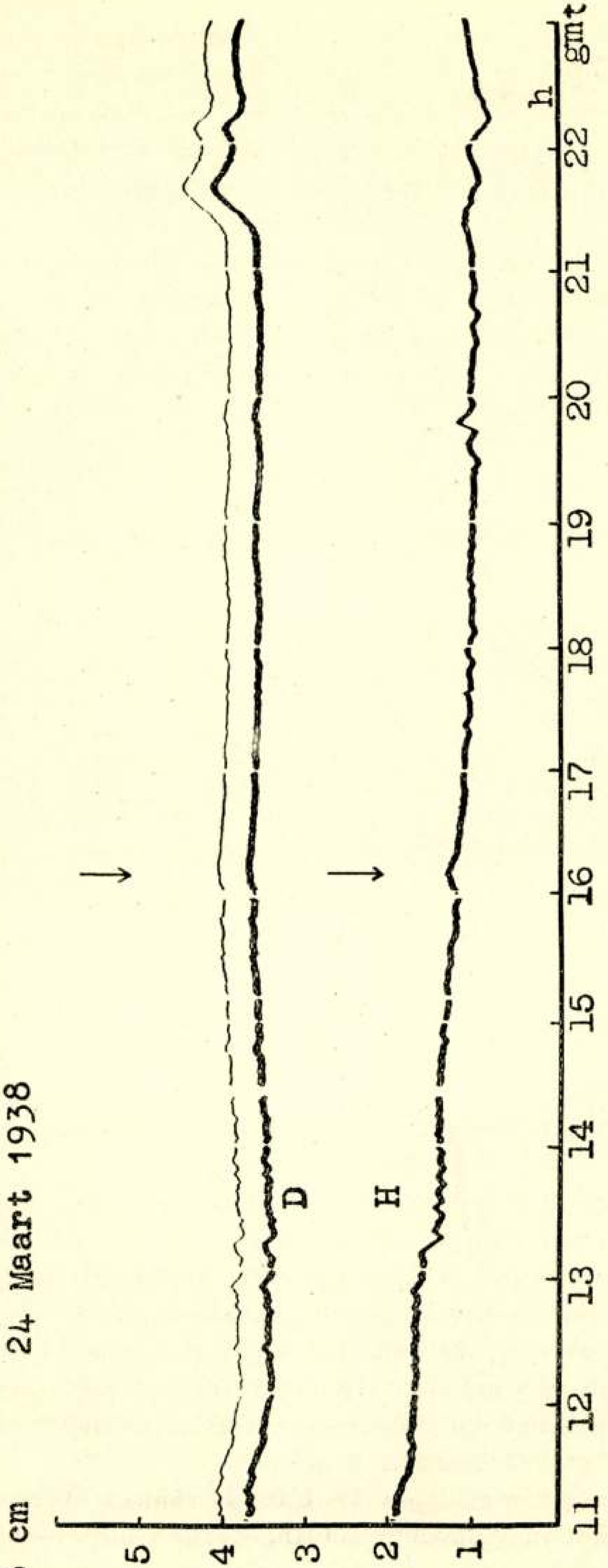
In fig. 3 is uitgezet in driemaandelijksche totalen het aantal hevige Dellinger-effecten (Nos 2 en 3) met het aantal zonnevlekken en het aantal tusschen 0400 en 2100 gmt voorkomende hevige zonne-erupties (> 1). Buiten deze uren treedt te Nora zelden een Dellinger-effect op.

De samenhang met de zonnevlekken is van zoodanig statistischen aard, dat driemaandelijksche getallen nog ongeschikt zijn om het verband weer te geven. Hiervoor kunnen jaarcijfers beter dienen (zie fig. 4).

De samenhang met de zonne-erupties is uiteraard meer geprononceerd dan het verband met de zonnevlekken.

In fig. 4 is uitgezet op de X-as het aantal zonnevlekken resp. hevige zonne-erupties tusschen 0400 en 2100 gmt per jaar, op de Y-as het aantal hevige Dellinger-effecten (Nos 2 en 3) per jaar.

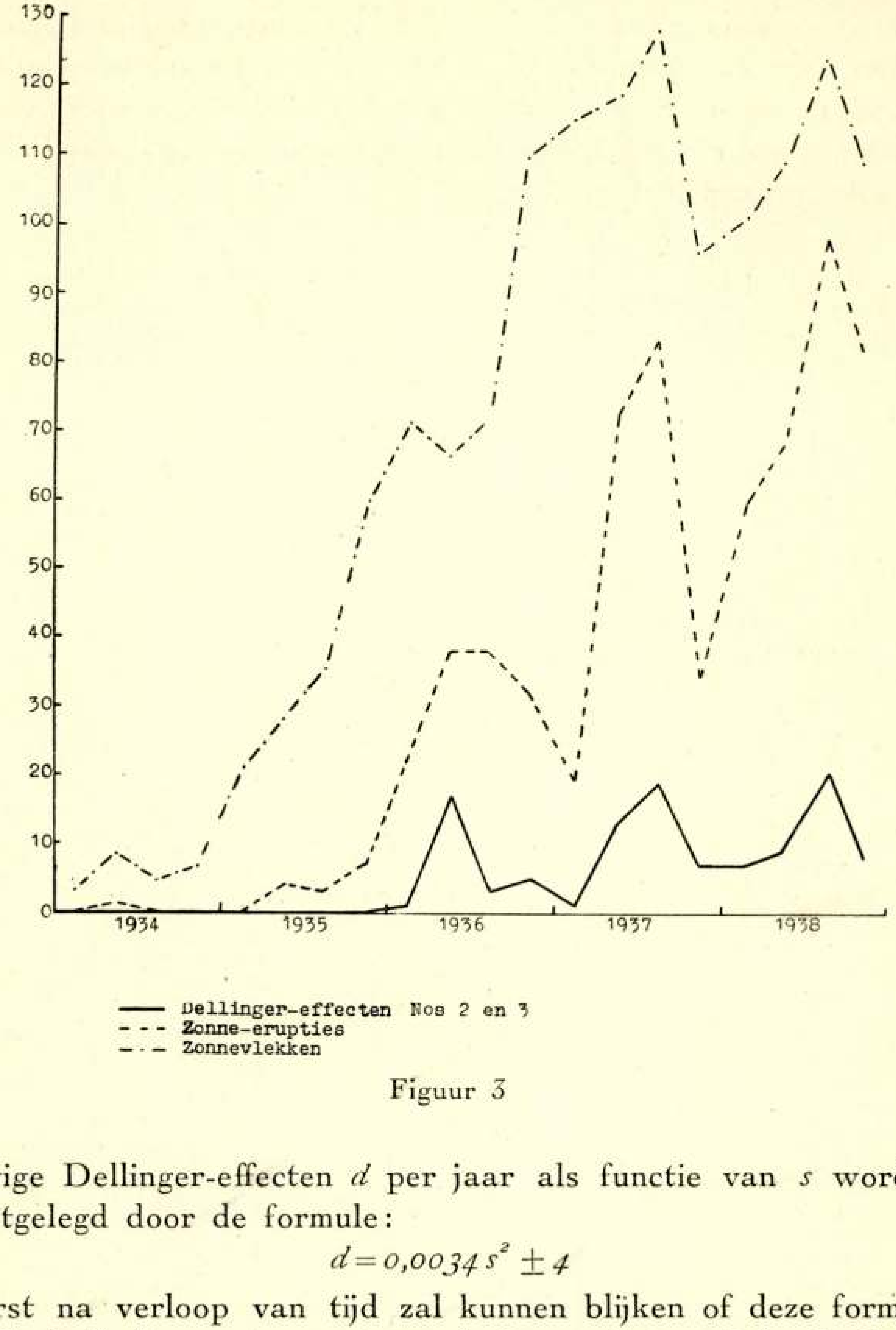
Door elk vijftal punten is een kromme getrokken. Wanneer het relatieve zonnevlekkengetal $s$ als algemeene maatstaf wordt beschouwd, kan het aantal te Noordwijk-Radio optredende




Figuur 2.

D 1 mm = 1,85 '

H 1 mm = 9,0 γ




Figuur 3

hevige Dellinger-effecten *d* per jaar als functie van *s* worden vastgelegd door de formule:

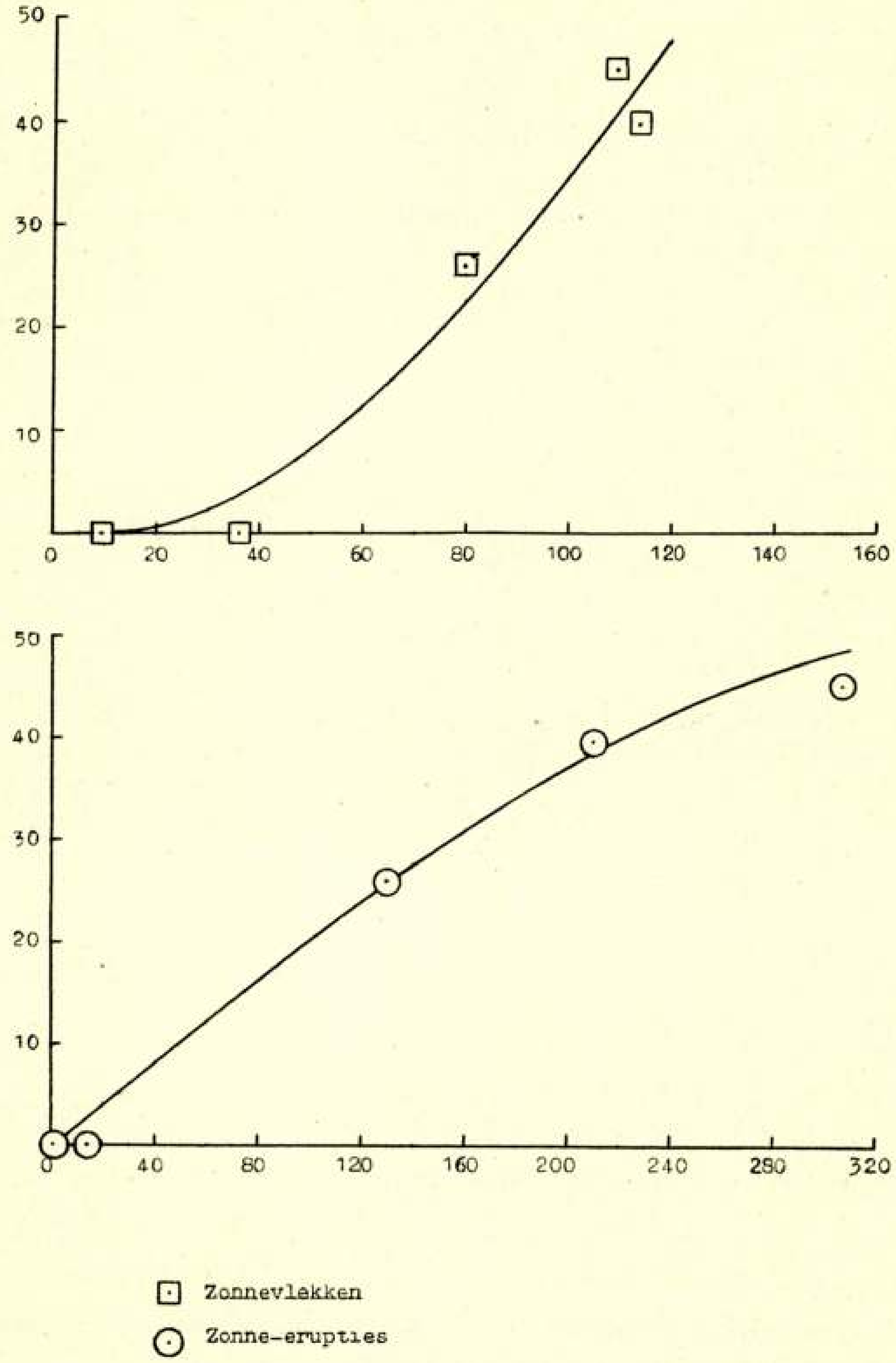
$$d = 0{,}0034\, s^2 \pm 4$$

Eerst na verloop van tijd zal kunnen blijken of deze formule en de beide krommen maatgevend zijn voor het aantal optredende Dellinger-effecten Nos 2 en 3 en of met behulp hiervan ten behoeve van de ontvangst te Noordwijk-Radio betrouwbare prognosen zullen kunnen worden gesteld.

Het voorspellen van het aantal zonnevlekken is in de laatste jaren reeds binnen het bereik der mogelijkheden gekomen, al is het vraagstuk nog niet geheel opgelost.

Aangaande de waarnemingen te Utrecht kan worden vermeld, dat deze niet in voldoende aantal werden uitgevoerd om er conclusies uit te trekken; de verbouwing van de Sterrewacht

en de overbrenging van den zonne-kijker konden nl nog niet plaatsvinden. Verwacht wordt, dat dit medio 1939 zal geschieden; daarna hoopt de Sterrenwacht het onderzoek direct weder voort te zetten, waarbij op behoud van de samenwerking met P.T.T. ter zake prijs wordt gesteld.




Figuur 4

Hoewel zich dit jaar niet zulke sprekende voorbeelden hebben voorgedaan als in 1937, blijft de Beheerder van Noordwijk-Radio de meening toegedaan, dat bij Dellinger-effect ook richtingsverandering van den invalshoek een rol speelt. In dit verband

kan worden gewezen op belangrijke proeven tusschen Londen en New York met een „broadside Musa antenna", waarmee bij magnetische storingen en zonne-erupties afwijkingen van de aankomende stralen in het *horizontale* vlak ter grootte van 4 tot 12° gemeten zijn [1]).

De literatuur over zonne-activiteit en radio-ontvangst is in 1938 wederom verrijkt met een aantal publicaties, welke hieronder zijn vermeld.


E. V. Appleton, Radio transmission and solar activity, Nature 142, 499, 1938.

R. Bureau, Les perturbations ionosphériques à début brusque et leurs effets sur les ondes longues, C.R. 206, 360, 1938.

O. Burkard, Grenzwellen und Ionosphäre I, II, Hochfreq. Techn. 52, 23, 142, 1938.

J. Coulomb et G. Dugast, Sur la variation du magnétisme terrestre accompagnant les éruptions chromosphériques, C.R. 206, 1582, 1938.

J. H. Dellinger, Discussion of S. Chapman's note on radio fadeouts and the associated magnetic variations, Terr. Magn. and Atm. El. 43, 179, 1938.

W. Dieminger und H. Plendl, Abnormale Erscheinungen in der Ionosphäre beim Auftreten van Nordlicht, Hochfreq. Techn. 51, 117, 1938.

E. Fendler, Die Aenderungen in den Uebertragungs bedingungen, einer Grenzwelle (10 m) in den Jahren 1935 bis 1937, Hochfreq. Techn. 52, 18, 1938.

E. Fendler, Ergebnisse der Ionosphärenforschung, Funktechn. Monatsh. 215, 1938.

T. R. Gilliland, S. S. Kirby, N. Smith and S. E. Reymer, Characteristics of the ionosphere at Washington D. C. Proc. I. R. E. 26, 112, 236, 379, 482, 640, 781, 909, 1033, 1171, 1295, 1408, 1556, 1938.

T. R. Gilliland, S. S. Kirby, N. Smith and S. E. Reymer, Maximum usable frequencies for radio skywave transmission, 1933 to 1937, Journ. Res. Bur. Stand. 20, 627, 1938, Proc. I. R. E. 26, 1347, 1938.

H. A. G. Hess, Unregelmässige Veränderungen bei der Kurzwellenausbreitung auf Uebersee-Entfernungen, Funktechn. Monatsh. 225, 1938.

A. J. Higgs and R. S. Giovanelli, Recent solar eruptions, aurora's and magnetic storms, Nature 141, 746, 1938.

G. Leithäuser und B. Beckmann, Neues über den Dellingereffekt, Funktechn. Monatsh. 1, 1938.

J. H. C. Lisman, Zonne-activiteit en radio-ontvangst in 1937, Tijdschr. Ned. Radiogen. 7, 220, 1938.


---

[1]) R. Bown, Researches in Radiotelephony, The Electrician 121, 335, 1938.

J. Maire, Contribution à l'étude des perturbations ionosphériques à début brusque, l'Onde Electr. 17, 273, 1938.
O. Morgenroth, Polarlicht, Erdmagnetismus und Wellenausbreitung, Funktechn. Monatsh. 65, 1938.
R. Naismith and W. J. G. Beynon, Bright solar eruptions and the ionosphere, Nature 142, 250, 1938.
H. T. Stetson, Sunspots and their effects, Journ. Franklin Inst. 225, 113, 1938.
K. Stoye, Hörbarkeit einer Grenzwelle (10 m) und solare Vorgänge, E. N. T. 15, 26, 1938.
K. Stoye, 5 m Welle, Dellinger- und Nordlichterscheinungen, E. N. T. 15, 35, 1938.
K. W. Tremellen, The effect of the eleven year sunspot cycle on short wave communication, Marc. Rev. 70, 43, 1938.
M. Waldmeier, Sonne-Eruptionen und Störungen der Ionosphäre, Naturwiss. 26, 533, 1938.
M. Waldmeier, Sonne-Eruptionen und ihr Einfluss auf die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen, Helvetica Physica Acta 11, 537, 1938.
F. W. G. White, H. F. Skey and M. Geddes, Radio fadeouts, Auroras and Magnetic Storms, Nature 142, 289, 1938.

# EEN NEDERLANDSCHE RADIOSONDE

*(Voordracht voor het Genootschap gehouden op 10 April 1940).*

door

J. L. VAN SOEST

## I. *Inleiding.*

In 1928 verscheen de eerste mededeeling over een radiosonde, geconstrueerd door P. Moltchanoff; twee en drie jaar later verschenen publicaties over radiosondes, die in Duitschland, Frankrijk, de Vereenigde Staten van Noord Amerika en Finland vervaardigd waren. Een goed overzicht van de talrijke en veelal ingenieuze constructies vindt men in het „Denkschrift" van de Internationale Meteorologische Organisation, Internationale Aerologische Kommission: „Ueber Radiosonde-Konstruktionen" (1937). Ook na 1937 vindt men in de litteratuur nog enkele waardevolle aanvullingen.

In 1934 werd aan het Laboratorium voor Physische Strijdmiddelen de opdracht gegeven een radiosonde te ontwikkelen ten behoeve van den Militairen Weerdienst. De aanvankelijk gestelde eischen, waaraan de sonde moest voldoen, waren: automatische radio-uitzending van temperatuur- en barometerstand; maximum totaal gewicht exclusief ballon 2 kg.; opstijging tot 5 km. hoogte. Vier maanden later ging de eerste — incomplete — sonde omhoog, ruim een jaar na de opdracht het eerste complete model; na ongeveer vier proefmodellen volgde het uiteindelijke in 1939 (fig. 2).

Om aan de steeds groeiende eischen te voldoen en ook de burger-meteorologen te bevredigen, leverde dit uiteindelijk model het volgende resultaat op: naast barometer en thermometer, ook inbouw van een hygrometer; totaal gewicht, exclusief ballon en valscherm, 585 gram; opstijging tot in de stratospheer.

## II. *Doel.*

Het doel van een radiosonde is op oogenblikkelijke wijze de

temperatuur- en e.v. de vochtigheidstoestand van de atmospheer en de stratospheer te leeren kennen. Plaatst men een (niet radio-) meteorograaf in een vliegtuig, dan haalt men de gewenschte hoogte niet; hangt men den meteorograaf aan een pilootballon, dan moet men afwachten totdat het instrument met parachute wordt teruggevonden. Daarom is de radiosonde, die de gegevens radiotelegraphisch uitzendt, de eenig goede mogelijkheid. Een licht gewicht van het instrument is noodzakelijk voor een niet te groote ballon en niet teveel waterstofverbruik; de ballon springt en is, evenals de waterstof, verloren, de radiosonde echter komt met haar parachute veelal terug; in Nederland zijn tot nu toe ca. 80% der opgelaten sondes teruggevonden.

## III. *Samenstelling.*

De radiosonde (fig. 2) bestaat, behalve uit de drie genoemde meteorologische instrumenten (fig. 3 B, H, T.), uit een electrische stroombron, een electromotor (fig. 4 M), een vibratortransformator, een automatisch morsecodesysteem, een radiozender (fig. 4 Z) met antenne, en verschillende afschermingen tegen beschadiging, regen, warmtestraling (meteorologische instrumenten) en afkoeling (stroombron).

Als stroombron, die 2 à 3 Watt vermogen moet afgeven, wordt één zaklantaarnbatterij voor lage opstijgingen of een tweetal voor stratospheertochten gebruikt, waardoor het totaalgewicht van de radiosonde 465, resp. 585 gram bedraagt. De drie meteorologische instrumenten: een bourdonbuis als barometer, een bimetaal als thermometer en een haarhygrometer werken met behulp van hefboomen op het automatisch morsecode-systeem.

Terwijl de radiosonde met een snelheid van omstreeks 5 m. per sec. omhoog stijgt, geeft dit code-systeem, door middel van een ronddraaiend schakelwalsje, elke secunde aan den radiozender twee morse-letters door, die van den stand der meteorologische instrumenten afhangen; dit schakelwalsje wordt door een 0,7—0,8 Watt-electromotor gedreven.

De radiozender, die door een vibrator-transformator 600 maal per sec. anodespanning verkrijgt, zendt de letters, met 600 Hertz gemoduleerd, in een draagfrequentie van 50 Megahertz (6 m. golflengte) uit. Tijdens de opstijging ontvangt men deze teekens op aarde en weet dan, aan de hand van de ijkgegevens van de sonde, op elk tijdstip van uitzending de waarde van temperatuur, vochtigheidsgraad en druk; hieruit weet de meteoroloog

de temperatuur en de vochtigheidsgraad als functie van de hoogte boven aarde te herleiden.

Na deze samenstellingsschets moge een uitvoeriger beschrijving der details volgen.

## IV. *Electrisch schema.* (fig. 1).

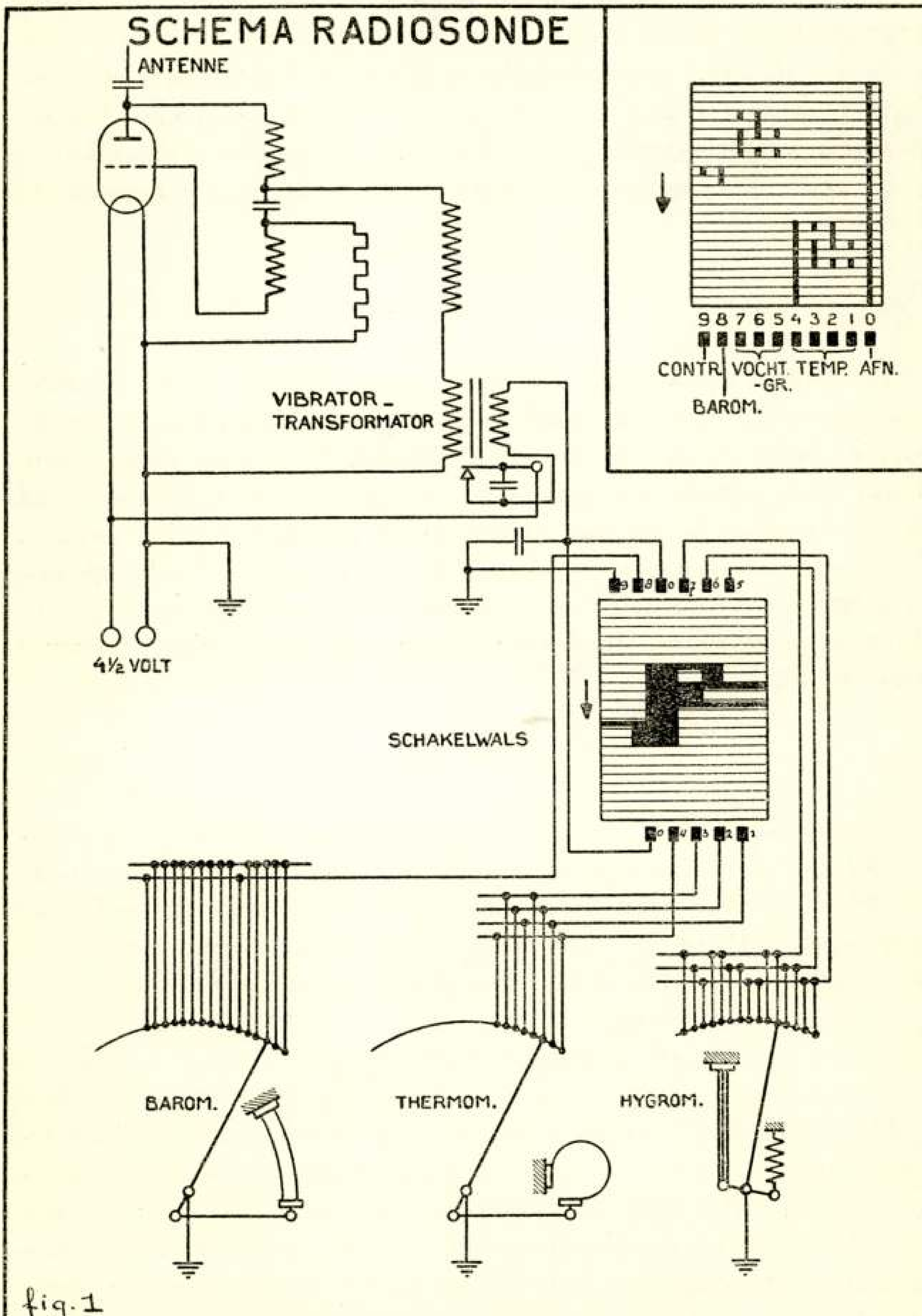



fig. 1

De batterij ($4\frac{1}{2}$ v.) levert stroom, behalve voor den electromotor, aan de gloeidraad van de zendlamp (B. 406 van Philips) en aan den vibrator-transformator, en hier alleen als het automatisch morsecode-systeem daar den stroomdoorgang verleent, d.w.z. als het systeem de eene zijde van de primaire wikkeling aan „massa" verbindt. De zender heeft een enkelvoudige trillingskring, waaraan de antenne (van ca. de halve golflengte) capacitief gekoppeld is.

Elke secunde geeft het code-systeem, in den vorm van twee letterteekens, stroom door aan de primaire zijde van den vibrator-transformator, die de zendkring haar anodestroom levert gedurende de positieve perioden van de secundair opgewekte spanning.

## V. *Batterij.*

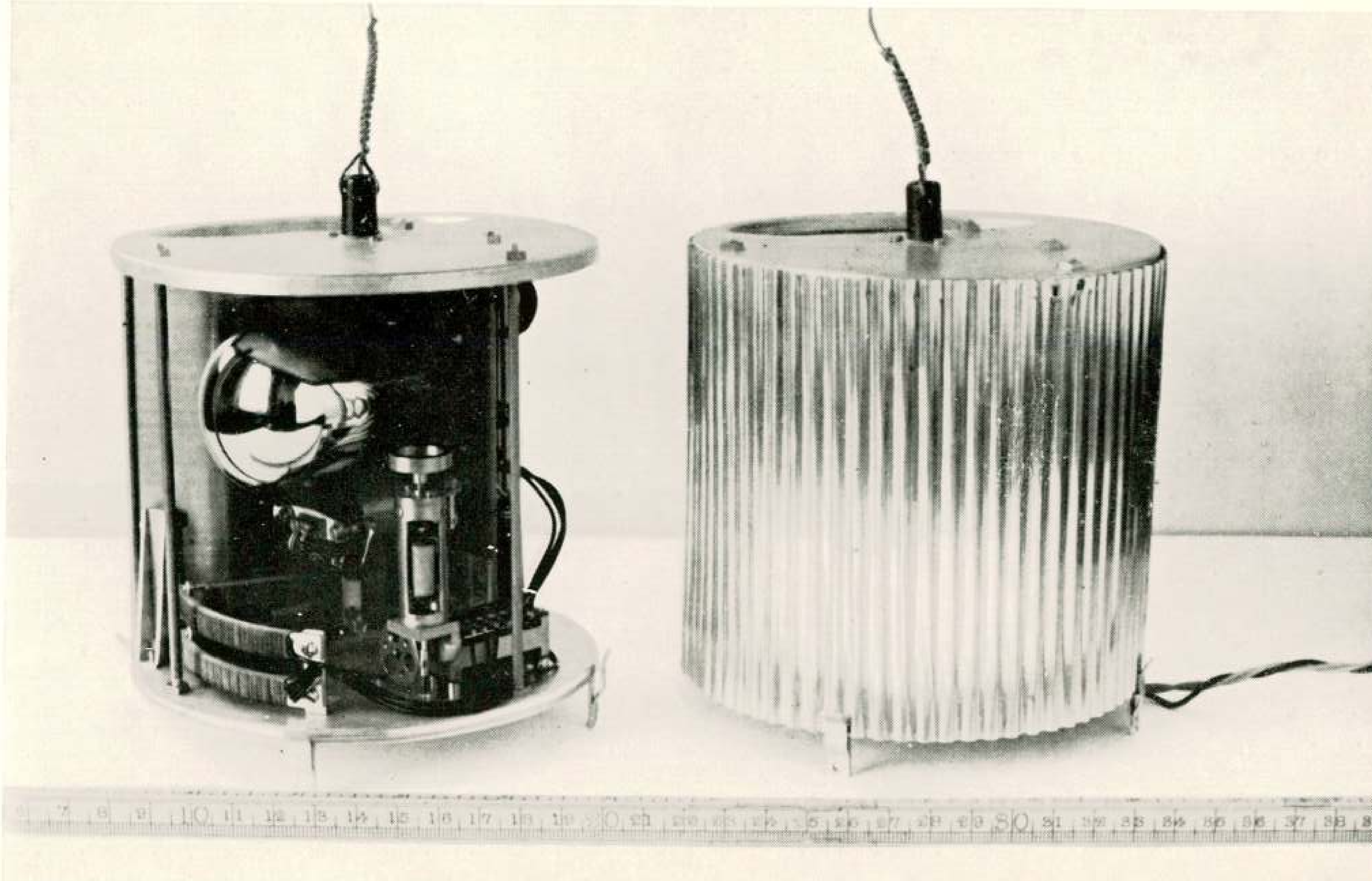
De normale zaklantaarnbatterij ontwikkelt inwendig warmte, die geen storenden invloed mag hebben op den thermometerstand, reden waarom zij onder aan de sonde is opgehangen. Daar zij tegen de stratospheer-koude (tot $-60°$ C.) beschermd moet worden, is zij met cellenlijm in een rubberzakje gepakt. Plaatsing in een Dewar-vaatje is ook mogelijk; bij hooge opstijgingen lijkt het zelfs nuttig benzol in dit vat mede te geven, daar deze vloeistof, die boven 0° bevriest, een groote stollingswarmte bezit.

## VI. *Zender.* (fig. 4 Z).

De zender met vibrator-transformator is, afzonderlijk gemonteerd, in het huis van de radiosonde opgenomen en zoo licht mogelijk geconstrueerd; tot dat doeleinde is zelfs de lampvoet gedemonteerd! In fig. 4 V is de vibrator-transformator slechts voor een deel, in fig. 2 tusschen motor en lamp zichtbaar.

## VII. *Antenne en ophanging.*

De antenne is tevens ophangdraad van de radiosonde, verlengd echter in een ca. 8 m. lang touw, dat aan den ballon bevestigd is; ten eerste is dit geschied om e.v. heftige slingeringen van de sonde te vermijden en ten tweede om temperatuurstoringen ten gevolge van den ballon uit te sluiten. De parachute is aan het touw bevestigd; zij verzorgt de daling van het in-



Figuur 2.

strument, nadat de ballon op bepaalde hoogte is gesprongen.

VIII. *Huis van de radiosonde.* (fig. 2 en 3).

Het huis is cylindervormig, het cylinderoppervlak wordt gevormd door een ribbel-aluminium stralingsmantel, hoogte 12 cm., diameter 13 cm.; een sector van den cylinder vormt slechts een open kanaal, waarin zich de meteorologische instrumenten bevinden (B, H, T.); bij opstijgende sonde (5 m/sec.) bevinden zij zich in voldoenden luchtstroom om zich snel aan de omgeving aan te passen.

In de rest van den, boven en beneden afgesloten, cylinder bevinden zich, behalve de reeds genoemde radiozender, de onderdeelen van het automatisch morsecode-systeem en de motor, die op de onderplaat bevestigd zijn.

XI. *Morsecode-systeem; principe.*

Het principe van het automatisch morsecode-systeem is historisch gegroeid uit dat, wat door Moltchanoff is toegepast; uitwerking en uitvoering zijn overigens geheel anders. In beginsel bestaat het uit twee deelen, die wij de kiezers en de gevers zouden kunnen noemen.

De kiezers zijn de contactenbaantjes met de door de meteorologische instrumenten bestuurde contactrolletjes.

Op die baantjes heeft de barometer in een bijzondere volgorde de keuze tusschen 2 soorten van contacten (zie fig. 1 onderaan), de thermometer tusschen 4 en de hygrometer tusschen 3 soorten van contacten.

De gevers zijn de contacten, die een schakelwalsje met borstels langs den omtrek maakt, als het walsje, door den motor gedreven, 1 × p.s. ronddraait. Een principeele schets van het uitgeslagen walsoppervlak is boven rechts in fig. 1 aangegeven, denkt men de zwarte punten en strepen geleidend en onderling verbonden, zoo ziet men dat de mogelijkheid tot het geven van een tweetal morseseinen per omwenteling aanwezig is. Op een borstel 0 als afnemer en een borstel 9 ten behoeve van een contrôleteeken na, behooren de andere borstels bij de contactenbaantjes van de drie instrumenten.

X. *Uitvoering voor den barometer.*

De barometerstand behoeft, bij opstijging van de radiosonde,

niet regelmatig te worden geseind, omdat door de vrijwel constante stijgsnelheid voldoend nauwkeurige interpolatie mogelijk is; daarom maakt de barometer slechts af en toe een contact op het baantje, dat aan de schakelwals wordt doorgegeven, de andere serie van contacten is loos; dit contactenbaantje bestaat, tot goed begrip van zaken, uit een wikkeling van 2 draden, die op de contactplaatsen blank geschuurd zijn en waaraan de niet-looze draad aan de bijbehoorende borstel 8 van de schakelwals is verbonden. In fig. 2 ziet men links onder de baantjes van barometer en thermometer boven elkander geplaatst.

De schakelwals, zooals hiervoor in principe beschreven, is terwille van de constructie gewijzigd, zooals in het midden van fig. 1 is aangegeven, maar in electrisch opzicht is niets veranderd. Draait de wals rond, zoo vindt de borstel, die bij den barometer behoort, eens p.s. een streep-contact. De vibratortransformator voert dan stroom door de primaire wikkeling via een afneemborstel 0, het geleidend oppervlak van de wals naar de barometerborstel en vandaar over de barometerwikkeling naar „massa".

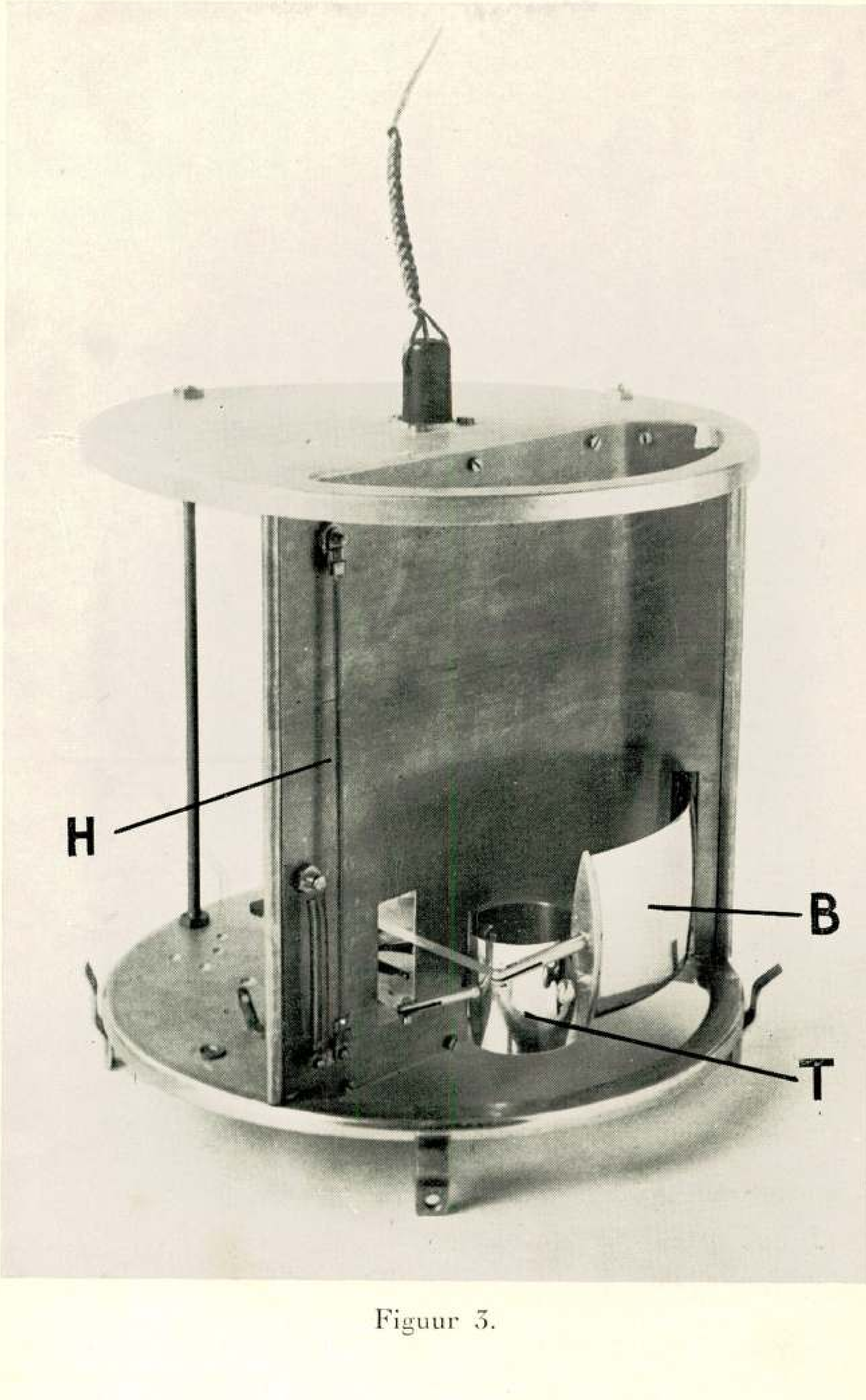
Nummert men de contacten langs het baantje, dan ligt de aan borstel 8 verbonden draad op de plaatsen 5, 15, 24, 32, 33, 34, 39, 45, 50, 54, 58, 61, 64, 67, 68, 69, 70, 73, 76, 79, 82, 85, 88, 91, 94, 97, 98, 99, 100.

Deze contacten liggen niet lineair over het baantje verdeeld, maar min of meer exponentieel, in overeenstemming met het min of meer exponentieele verband tusschen barometerstand en hoogte; zoodoende wordt dus bij opstijging op vrij regelmatige tijdstippen een barometersein doorgegeven; op drie plaatsen van den contactenbaan zijn bovendien achter elkaar geplaatste contacten (bv. 32, 33, 34) als langduriger herkenningsplaatsen aanwezig.

Ontbreekt het barometersein, doordat het contactrolletje op een looze plaats van den contactenbaan staat, zoo krijgt men, inplaats van het streepteeken, een puntteeken, omdat de stroom nu niet over de barometer-borstel 8, maar alleen over de borstel 9 van het contrôleteeken naar massa kan vloeien; dit contrôleteeken wordt anders door het barometerteeken overlapt.

## XI. *Uitvoering voor den hygrometer.*

De vochtigheidsgraad is aan inversies onderhevig, zoodat op het erbijbehoorende contactenbaantje 3 soorten contacten noodig zijn om heen- of terugloop van den hygrometerstand aan te geven.




Figuur 3.

Ook hier is het baantje uit draden gewikkeld; de nauwkeurigheid van de vochtigheidsmeting is, bij de gebrekkigheid van hygrometers in de koude, vrij gering, zoodat het contactenbaantje ook maar weinig verdeeld behoeft te zijn.

De drie draden voeren naar drie borstels 5, 6, 7, die correspondeeren met de morseteekens i, a, n, op de wals. Afhankelijk van den hygrometerstand geeft één dezer teekens stroom door. Het barometerteeken òf het contrôleteeken gaan onmiddellijk aan dit teeken vooraf, zoodat het morsecode-systeem inplaats van i, a of n doorgeeft: d, k, of g mèt barometer, resp. s, u of r zonder barometer.

## XII. *Uitvoering voor den thermometer.*

De temperatuur is, bij opstijging van de radiosonde, aan inversies onderhevig, die van zeer veel belang zijn. Ook hier zouden drie soorten van contacten in het baantje van den thermometer voldoende zijn. Terwille van grootere zekerheid heeft dit baantje nog een 4e soort van contact i, a, n en o, de laatste voorgesteld door een drievoudig aangehouden streep.

De borstels 1—4 zijn, met een afnemerborstel o, 180° langs den omtrek van de schakelwals verschoven ten opzichte van de andere borstels. De bedoeling hiervan is het temperatuursignaal juist tusschen de herhalingen van het gezamenlijke signaal van barometer + hygrometer te laten invallen. Hierdoor verkrijgt men 2 letterteekens bij elken rondgang van de schakelwals (1 × p.s.); de letters i, a, n, of o behooren steeds bij het temperatuursignaal, de letters d, k, g, s, u of z bij het barometer-hygrometer-signaal.

Langs het contactenbaantje voor den thermometer gaande, vindt men de opeenvolging der letterteekens o. i. a. n. i. a. n. o. a. n. i. a. n. i. o. n. i. a. n. i. a. o. i. a. n. enz.; dit is niets dan een regelmatige opeenvolging van n. i. a. waarbij in de zeventallen van de rij (met o beginnend) de n, i of a door o is vervangen.

## XIII. *Schakelwals en motor.* (fig. 4 W en M).

Dit geheele instrument weegt 30 gram; een worm-wormwieloverbrenging (1 : 78) verzorgt de aandrijving van het walsje, dat uit een ebonieten cylindertje bestaat, waarin het gestampte zilveren contactfiguurtje is ingeperst; in de fig. is de bovenste groep van borstels gedeeltelijk zichtbaar.

De motor verkrijgt gelijkstroomimpulsen in de nuttige poolstanden; zelfaanloopend is hij in het algemeen niet; wegens de blootstelling aan koude is alleen smering met dunne petroleum toegestaan, welke ook den collector schoon houdt en inbranden daarvan belet.

## XIV. *IJking.*

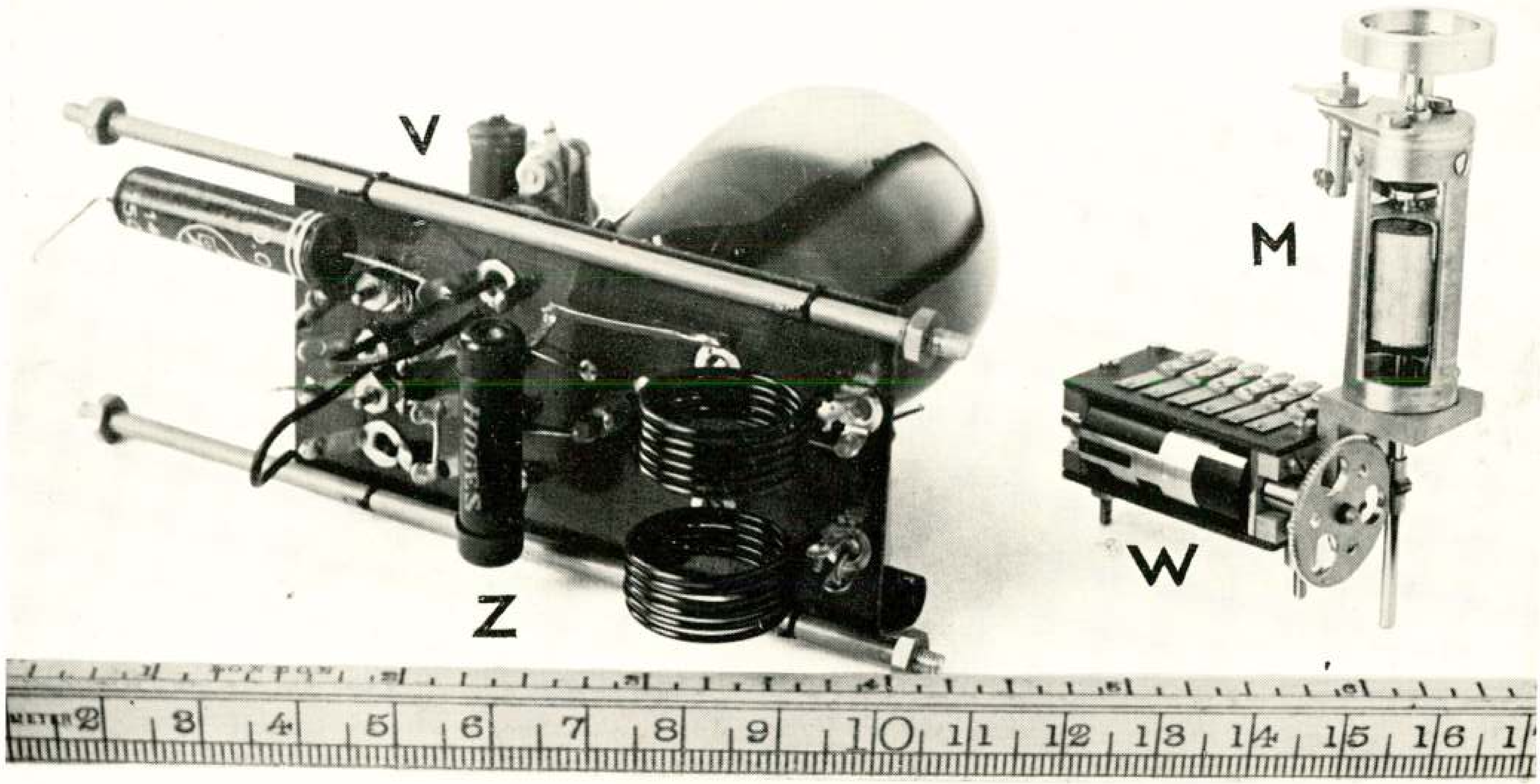
De methode van ijking is uitgewerkt door den Heer Kapitein der Art. H. J. H. E. Korten, toenmalig Commandant van den Militairen Weerdienst. Terwijl de hygrometer afzonderlijk geijkt wordt, worden barometer en thermometer tezamen geijkt in een ijkvat, dat gekoeld en leeggepompt kan worden. Dit koelen en pompen geschiedt zóódanig, dat zooveel mogelijk de normale condities als bij een opstijging van de sonde worden nagebootst, hetgeen de nauwkeurigheid van ijking ten goede komt, b.v. de kleine temperatuurgevoeligheid van de bourdonbuis onschadelijk maakt.

Tijdens de ijking zendt de sonde haar radiosignalen uit die, met aanteekening van de tijdstippen, vergeleken worden met de gegevens van een ijkbarometer en een thermo-contactmeter, die aan het ijkvat zijn aangebracht.

## XV. *Oplating en ontvangst.*

Vóór de oplating wordt de stand der contact-rolletjes op de baantjes aangeteekend; tijdens de oplating worden de radiosignalen in een eenvoudige (b.v. super regeneratieve) ontvanger beluisterd, waarbij de luisteraar bij elke wijziging van het signaal het nieuwe morseteeken-paar opgeeft aan dengene, die noteert; het is nuttig hierbij ook de tijdstippen aan te teekenen. De ontvangst is tot op verre afstanden mogelijk; veelal stijgt de sonde onder een hoek van 15°—25° met den horizon bij horizontale windsnelheden dus van ca. 20—12 m/sec.; in die richting is de absorptie door het aardoppervlak gering, zoodat met een zwakken zender als deze toch afstanden van 100 km. te overbruggen zijn.

Het uitwerken der gegevens eischt weliswaar eenige vaardigheid, maar de praktijk heeft geleerd dat zij toch snel kan geschieden.




Figuur 4.

## XVI. *Slot.*

Den Heeren Kapitein H. J. H. E. Korten en Eerste Luitenant H. van der Vloodt ben ik veel dank verschuldigd voor hun meteorologischen raad en den steun bij de proefnemingen.

Als constructeur en ontwerper van essentieele onderdeelen komt den technicus C. M. A. Insje de eer toe, dat een instrument is tot stand gekomen, hetwelk voldoet aan den driehoekseisch: nauwkeurigheid, licht gewicht en lage kostprijs. Verscheidene van onze medewerkers hebben kostelijken raad gegeven, o.a. N. de Vries.

De radiosondes van dit type worden vervaardigd door de Instrumentenfabriek H. M. Smitt te Bilthoven en de N.V. Instrumentenfabriek Waldorp te 's-Gravenhage.

# RECENTE ONTWIKKELINGEN BETREFFENDE FREQUENTIEMODULATIE

door

TH. J. WEIJERS

*Natuurkundig Laboratorium der N.V. Philips' Gloeilampenfabrieken, Eindhoven — Holland*

*Voordracht gehouden voor het Nederlandsch Radio Genootschap op 3 Juli 1940.*

## I. *Inleiding.*

Men heeft vroeger wel eens gemeend, dat een frequentiegemoduleerd signaal een kleinere bandbreedte in het frequentiespectrum zou innemen dan een amplitudegemoduleerd signaal, waardoor frequentiemodulatie het groote voordeel zou opleveren, dat in eenzelfde frequentiegebied meer zenders waren onder te brengen dan bij amplitudemodulatie mogelijk was. Carson [1]) heeft aangetoond, dat deze meening onjuist is. Van der Pol [2]) heeft het frequentiespectrum van een frequentiegemoduleerd signaal uitvoerig onderzocht en de frequenties en amplituden van de componenten berekend. In de literatuur verschenen nog enkele verhandelingen over frequentiemodulatie [3]) [4]) [5]) [6]), maar daar

---

[1]) Carson, Notes on the theory of modulation, Proc. I. R. E. **10**, 57—83, 1922.

[2]) Balth. van der Pol, Frequentiemodulatie, Tsch. Ned. Radio Gen. **4**, 57—70, 1929.

Balth. van der Pol, Frequency modulation, Proc. I. R. E. **18**, 1194—1205, 1930.

[3]) Roder, Ueber Frequenzmodulation, Telefunken Ztg, X, **53**, 48—54, 1929.

[4]) Roder, Amplitude-, phase- and frequency modulation, Proc. I. R. E. **19**, 2145—2177, 1931.

[5]) Andrew, The reception of frequency modulated radio signals, Proc. I. R. E., **20**, 855—840, 1932.

[6]) Chaffee, The detection of frequency modulated waves, Proc. I. R. E. **23**, 517—540, 1935.

frequentiemodulatie geen besparing in het frequentiespectrum geeft en men geen voordeelen in dit modulatiesysteem zag, werden geen ernstige pogingen aangewend om frequentiemodulatie voor den radioomroep toe te passen, tot in 1936 Armstrong [1]) door redeneering en experimenten aantoonde, dat frequentiemodulatie, vergeleken met amplitudemodulatie, het groote voordeel oplevert, dat de invloed van storingen bij de ontvangst in sterke mate wordt verminderd, mits men groote frequentievariaties en in den ontvanger een amplitudebegrenzer toepast. De medegedeelde resultaten waren zoo onverwacht en verrassend, dat menigeen op het eerste gezicht aan de juistheid twijfelde, te meer, daar de theoretische beschouwingen van Armstrong niet volledig waren en op de exactheid daarvan, evenals op de interpretatie van de bereikte experimenteele resultaten, nog wel iets was aan te merken. Carson en Fry [2]) hebben echter een uitvoerige theoretische afleiding gegeven, waarmee de resultaten van Armstrong een volkomen bevredigende verklaring verkregen hebben.

Sindsdien zijn er verschillende artikelen over het frequentiemodulatiesysteem volgens het principe van Armstrong verschenen. We willen de meest essentieele punten uit den inhoud van de belangrijkste publicaties op dit gebied samenvatten en daaruit besluiten, welke de voordeelen van het modulatiesysteem volgens Armstrong kunnen zijn en op welke wijze men het systeem moet toepassen om deze voordeelen inderdaad te bereiken.

Voor nadere bijzonderheden betreffende detailpunten zij verwezen naar de literatuuropgaven.

## II. *Modulatiesystemen.*

Een trilling, die *sinusvormig* met den tijd verandert, noemt men ongemoduleerd. Zij wordt voorgesteld door

$$E = E_0 \cos \omega t, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 1)$$

wat gelijk is aan het reëele deel van

---

[1]) Armstrong, A method of reducing disturbances in radiosignaling by a system of frequency modulation, Proc. I. R. E. **24**, 689—740, 1936.

[2]) Carson and Fry, Variable frequency electric circuit theory, B. S. T. J. **16**, 513—540, 1937.

$$E_0 e^{j\omega t} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 2)$$

Een hoogfrequent signaal, dat met een sinusvormig veranderlijk laagfrequent signaal *amplitudegemoduleerd* is, is voor te stellen door

$$E = E_0 (1 + m \cos p t) \cos \omega t \, , \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 3)$$

wat gelijk is aan het reëele deel van

$$E_0 (1 + m \cos p t) e^{j\omega t} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 4)$$

Wordt het hoogfrequente signaal amplitudegemoduleerd met een laagfrequent signaal, dat op willekeurige wijze van den tijd afhangt, zooals bij modulatie van een omroepzender met spraak of muziek het geval is, dan is dit gemoduleerde signaal voor te stellen door

$$E = E(t) \cos \omega t \, , \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 5)$$

wat gelijk is aan het reëele deel van

$$E(t) e^{j\omega t} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 6)$$

Een hoogfrequent signaal, dat *frequentiegemoduleerd* is met een sinusvormig veranderlijk laagfrequent signaal, is voor te stellen door

$$E = E_0 \cos (\omega t + m \sin p t) \, , \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 7)$$

wat gelijk is aan het reëele deel van

$$E_0 e^{j(\omega t + m \sin p t)} \, , \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 8)$$

waarbij $m = \frac{\Delta \omega}{p}$ de *modulatie-index* genoemd wordt. Men noemt $\omega + \Delta \omega \cos p t$ de *momenteele frequentie* [1]) (zie § III). $\Delta \omega$ is onafhankelijk van de frequentie $p$ van het moduleerende laagfrequente signaal, doch evenredig met de amplitude van dit laagfrequente signaal; de modulatie-index $m$ is dus omgekeerd evenredig met de frequentie $p$ van het laagfrequente signaal.

Is het modulatiesysteem daarentegen zoo ingericht, dat de

[1]) Onder „frequentie" willen we kortheidshalve steeds de „hoekfrequentie" (d.i. $2\pi$ maal het aantal perioden per seconde) verstaan.

modulatie-index $m$ onafhankelijk van $p$ is, dus $\Delta\omega$ evenredig met $p$ bij constante amplitude van het laagfrequente signaal, dan spreekt men van *phasemodulatie*. Aan de trilling zelf is echter niet te zien, of frequentie- of phasemodulatie is toegepast; dit blijkt slechts uit de constructie van den zender en den bijbehoorenden ontvanger.

Wordt het hoogfrequente signaal frequentiegemoduleerd met een willekeurig laagfrequent signaal, dan is dit gemoduleerde signaal voor te stellen door

$$E = E_0 \cos\{\omega t + \varphi(t)\}, \qquad \qquad 9)$$

wat gelijk is aan het reëele deel van

$$E_0 e^{j\{\omega t + \varphi(t)\}} \qquad \qquad 10)$$

## III. *Momenteele frequentie.*

Bij een sinusvormig veranderlijke trilling is het begrip frequentie duidelijk. Een gemoduleerd signaal, hetzij amplitude-, hetzij frequentiegemoduleerd, verandert echter niet sinusvormig met den tijd, is zelfs gewoonlijk niet periodiek. Hierbij kan men dus niet van één bepaalde frequentie spreken. We willen voor dit geval het begrip *momenteele frequentie* definieeren. Hiertoe beschouwen we een frequentiegemoduleerde trilling

$$y_1 = A \cos\{f(t)\} \qquad \qquad 11)$$

Men vergelijkt deze trilling op een bepaald oogenblik met een sinusvormig veranderlijke trilling

$$y_2 = B \cos(\omega t + \varphi), \qquad \qquad 12)$$

die er op dat oogenblik zoo goed mogelijk mee overeenkomt, en noemt dan de frequentie van deze sinusvormig veranderlijke trilling $y_2$ de momenteele frequentie van de gemoduleerde trilling $y_1$. De amplitude $B$, de frequentie $\omega$ en den phasehoek $\varphi$ van $y_2$ kan men doelmatig kiezen. Men kan $y_2$ dus aan drie voorwaarden laten voldoen. De meest voor de hand liggende voorwaarden zouden zijn $y_1 = y_2$, $\frac{dy_1}{dt} = \frac{dy_2}{dt}$ en $\frac{d^2y_1}{dt^2} = \frac{d^2y_2}{dt^2}$, dus:

$$A \cos\{f(t)\} = B \cos(\omega t + \varphi); \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 13)$$

$$-A f'(t) \sin\{f(t)\} = -B \omega \sin(\omega t + \varphi); \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 14)$$

$$-A f''(t) \sin\{f(t)\} - A\{f'(t)\}^2 \cos\{f(t)\} = -B \omega^2 \cos(\omega t + \varphi). \quad 15)$$

Uit 13) en 15) volgt:

$$\omega^2 = \{f'(t)\}^2 + f''(t)\, tg\{f(t)\} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 16)$$

Past men dit toe op de sinusvormig frequentiegemoduleerde trilling

$$y = \cos(\omega t + m \sin pt), \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 17)$$

dan is

$$f(t) = \omega t + m \sin pt;$$

$$f'(t) = \omega + \Delta\omega \cos pt;$$

$$f''(t) = -\Delta\omega p \sin pt.$$

$tg\{f(t)\}$ doorloopt alle waarden tusschen $-\infty$ en $+\infty$ in een hoogfrequent tempo, terwijl $f''(t)$ laagfrequent verandert. Volgens 16) doorloopt $\omega^2$ dus alle waarden van $-\infty$ tot $+\infty$; $\omega$ wordt derhalve oneindig en zelfs imaginair. 16) is dus geen geschikte definitie voor de momenteele frequentie. Men kan dit ook inzien door te bedenken, dat een sinuslijn steeds de holle zijde naar de abscisas keert en op deze as een buigpunt heeft, terwijl dit met de trilling 17) niet het geval is. In het gebied tusschen het snijpunt met de abscisas en het er dicht bij gelegen buigpunt van 17) is dus geen sinuslijn mogelijk, die 17) raakt en er tevens $\frac{d^2y}{dt^2}$ mee gemeen heeft.

Men kiest daarom drie andere voorwaarden, waaraan 12) moet voldoen. Hiervoor zijn het meest doelmatig: $A = B$, $y_1 = y_2$ en $\frac{dy_1}{dt} = \frac{dy_2}{dt}$, dus:

$$\left.\begin{aligned} &A = B; \\ &A \cos\{f(t)\} = B \cos(\omega t + \varphi); \\ &-A f'(t) \sin\{f(t)\} = -B \omega \sin(\omega t + \varphi). \end{aligned}\right\} \quad . \quad . \quad . \quad 18)$$

Hieruit volgt:

$$\omega = f'(t); \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 19)$$

$$\varphi = f(t) - t f'(t) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 20)$$

Voor iedere waarde van $t$ vindt men nu een eindige reëele waarde voor $\omega$ en voor $\varphi$. Als momenteele frequentie $\omega_m$ van $A \cos\{f(t)\}$ definieeren we dus:

$$\boxed{\omega_m = \frac{d f(t)}{d t}.} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 21)$$

Deze zelfde definitie van momenteele frequentie is reeds gebezigd door Helmholtz [1]).

Past men deze definitie 21) toe op de sinusvormig veranderlijke trilling $A \cos(\omega t + \varphi)$, dan vindt men naar behooren: $\omega_m = \omega$.

Het is echter duidelijk, dat deze definitie iets willekeurigs bevat, zoodat het a priori onwaarschijnlijk is, dat betrekkingen, afgeleid voor sinusvormige trillingen (dus met constante frequentie) ook zonder meer geldig zijn voor frequentiegemoduleerde trillingen, als men de constante frequentie vervangt door de frequentie, gedefinieerd door 21).

Van een sinusvormig frequentiegemoduleerde trilling $E_0 \cos(\omega t + m \sin p t)$ is de momenteele frequentie $\omega_m = \frac{d}{d t}(\omega t + m \sin p t) = \omega + \Delta\omega \cos p t$, waarin $\Delta\omega$ de amplitude is van de verandering van de momenteele frequentie.

Is omgekeerd van een trilling de momenteele frequentie

$$\omega_m = \omega_c + \lambda s(t), \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 22)$$

waarin $\omega_c$ een constante frequentie is (de draaggolffrequentie), $s(t)$ een laagfrequent veranderlijke functie van den tijd en $\lambda$ een constante, die men bij voorkeur zoo kiest, dat $\overline{s^2(t)} = {}^1/_2$, dan is de trilling voor te stellen door

$$E = E_0 \cos \int_0^t \left\{ \omega_c + \lambda s(\tau) \right\} d\tau = E_0 \cos \left\{ \omega_c t + \lambda \int_0^t s(\tau)\, d\tau \right\}, \quad . \quad . \quad 23)$$

wat gelijk is aan het reëele deel van

$$E_0 e^{j\left\{ \omega_c t + \lambda \int_0^t s(\tau)\, d\tau \right\}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 24)$$

[1]) Helmholtz, Die Lehre von den Tonempfindungen. Vieweg, Braunschweig, 1862.

Als ondergrens zou men in de integraal in plaats van nul een andere, willekeurige constante kunnen nemen, wat slechts een verschuiving van het nulpunt van den tijd beteekent. Eenvoudigheidshalve kiezen we echter als regel nul als ondergrens.

Voor een sinusvormig frequentiegemoduleerde trilling gaan 22), 23) en 24) over in:

$$\omega_m = \omega_c + \Delta\omega \cos pt; \quad \ldots\ldots\ldots \quad 22a)$$

$$E = E_o \cos(\omega_c t + m \sin pt); \quad \ldots\ldots \quad 23a)$$

$$E_o e^{j(\omega_c t + m \sin pt)} \quad \ldots\ldots\ldots \quad 24a)$$

We stellen de frequentiegemoduleerde trillingen voor door den vorm 23) of den vorm 24), naar gelang de doelmatigheid dit wenschelijk maakt.

## IV. *De stroom in een lineair netwerk onder invloed van een gemoduleerd signaal.*

Men noemt een netwerk lineair, wanneer het verband tusschen de stroomen en de spanningen bepaald wordt door een stelsel lineaire differentiaalvergelijkingen, dus wanneer het netwerk bestaat uit weerstanden, zelfinducties, capaciteiten en wederzijdsche inducties, die onafhankelijk zijn van de stroomen en de spanningen.

Een sinusvormige spanning

$$E = E_o e^{j\omega_c t} \quad \ldots\ldots\ldots \quad 25)$$

geeft in een lineair netwerk een sinusvormigen stroom

$$\boxed{I(t) = E_o e^{j\omega_c t}\, Y(j\omega_c),} \quad \ldots\ldots \quad 26)$$

waarin $Y(j\omega_c)$ de admittantie van het netwerk is voor de frequentie $\omega_c$.

Een spanning, die sinusvormig amplitudegemoduleerd is, is de som van drie sinusvormige trillingen:

$$E_1 e^{j(\omega_1 t + \varphi_1)} + E_2 e^{j(\omega_2 t + \varphi_2)} + E_3 e^{j(\omega_3 t + \varphi_3)}.$$

De stroom, die tengevolge van deze spanning in het netwerk optreedt, is, wegens de lineariteit van het netwerk

$$I(t) = E_1 e^{j(\omega_1 t + \varphi_1)}\, Y(j\omega_1) + E_2 e^{j(\omega_2 t + \varphi_2)}\, Y(j\omega_2) +$$
$$+ E_3 e^{j(\omega_3 t + \varphi_3)}\, Y(j\omega_3).$$

Een amplitudegemoduleerde spanning is algemeen voor te stellen door

$$E = E(t)\, e^{j\omega_c t} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 27)$$

Men kan $E(t)$ ontwikkelen in een reeks van sinustermen of althans in een Fourier-integraal, en daarna 27) naar frequenties ontwikkelen en voor ieder dezer componenten volgens 26) den bijbehoorenden stroomcomponent bepalen. De som van deze stroomcomponenten is de optredende stroom.

Een sinusvormig frequentiegemoduleerd signaal is te ontwikkelen in een oneindig voortloopende reeks van sinustermen [1]). Voor ieder dezer termen is de bijbehoorende stroomcomponent te bepalen [2]). Men komt zoo echter tot omslachtige en onoverzichtelijke berekeningen. Wil men den stroom onder den invloed van een niet-sinusvormig frequentiegemoduleerde spanning

$$E = E_0 e^{j\left\{\omega_c t + \lambda \int_0^t s(\tau)\, d\tau\right\}} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 28)$$

op dezelfde wijze berekenen door deze spanning in een Fourierintegraal te ontwikkelen, dan worden de berekeningen nog omslachtiger en openbaren zich geen algemeene gezichtspunten.

Substitueert men in de uitdrukking voor de admittantie $Y(j\omega)$ voor $\omega$ de momenteele frequentie van 28), dus stelt men

$$I(t) = E_0 e^{j\left\{\omega_c t + \lambda \int_0^t s(\tau)\, d\tau\right\}}\, Y\left[j\left\{\omega_c + \lambda s(t)\right\}\right], \; . \; . \quad 29)$$

dan is dit in het algemeen niet de werkelijk optredende stroom. Dit mag men ook niet verwachten wegens de eenigszins willekeurige definitie 21) van de momenteele frequentie. Wel krijgt men zoo onder bepaalde omstandigheden een bruikbare benadering. Carson en Fry [3]) noemen 29) den *quasistationairen stroom* $I_{qs}$.

We willen eerst op iets eenvoudiger wijze dan door Carson

---

[1]) van der Pol, l. c.

[2]) Chaffee, l. c.

[3]) Carson and Fry, l. c.

en Fry aangegeven, den werkelijk optredenden stroom berekenen en daarna zien, onder welke omstandigheden $I_{qs}$ een voldoende benadering geeft.

## V. *De stroom in een lineair netwerk tengevolge van een willekeurig veranderlijke spanning.*

In plaats van uit te gaan van den stroom in het netwerk onder den invloed van een sinusvormige spanning — een methode, die in § IV niet tot het gewenschte doel voerde — willen we nu uitgaan van den stroom in het netwerk onder den invloed van een eenheidsspanning, d.i. een spanning, die voor $t<0$ nul is, voor $t=0$ discontinu $1$ wordt en voor $t>0$ gelijk $1$ blijft (fig. 1).

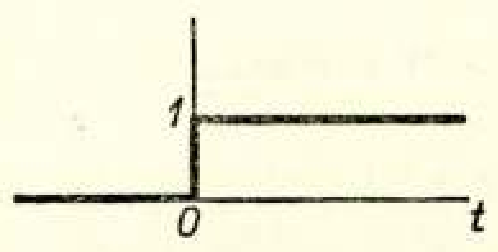



Fig. 1. Eenheidsspanning.

Het zal blijken, dat deze methode doelmatiger is.

Legt men een eenheidsspanning aan de klemmen van een lineair netwerk $N$ (fig. 2), dan is de stroom $I$ een functie van den tijd,

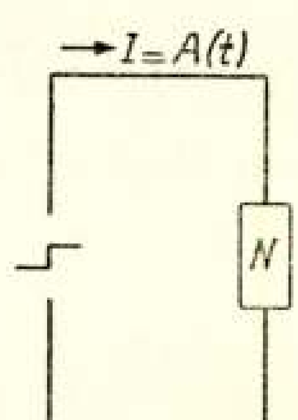



Fig. 2. Lineair netwerk, waarop een eenheidsspanning werkt.

die afhangt van de constructie van het netwerk:

$$I=A(t) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 30)$$

Een spanning, die voor $t<\tau$ nul en voor $t>\tau$ gelijk $1$ is, veroorzaakt een stroom

$$I(t)=A(t-\tau).$$

Een spanning, die voor $t<\tau$ nul en voor $t>\tau$ gelijk $E_0$ (een constante) is, veroorzaakt een stroom

$$I(t) = E_o A(t-\tau).$$

Is de spanning een functie van den tijd: $E = F(t)$ (fig. 3), dan

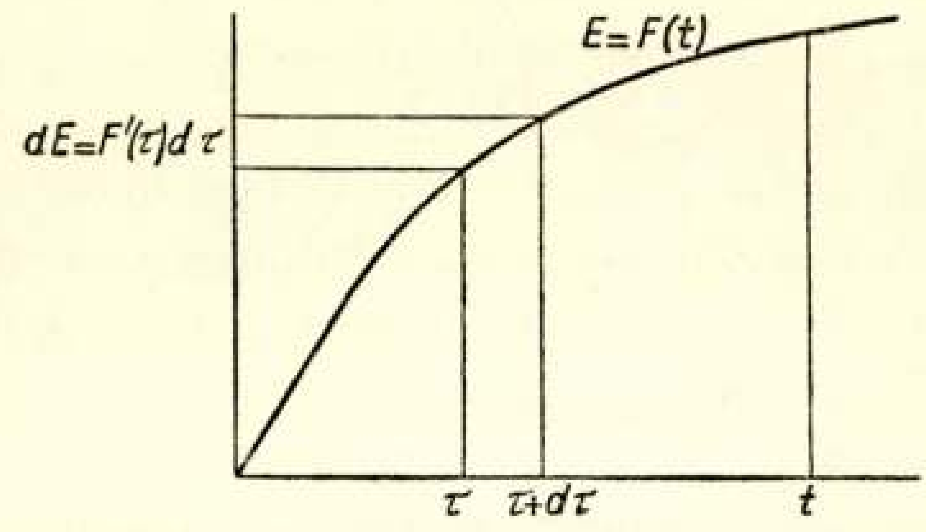



Fig. 3. Een spanningssprong $dE = F'(\tau)dt$ veroorzaakt een stroom $dI(t) = F'(\tau)A(t-\tau)d\tau$; een spanning $E = F(t)$ veroorzaakt een stroom $I(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} F(t-\tau)A'(\tau)d\tau$.

denken we ons deze spanning eerst opgebouwd uit een aantal discontinue sprongen $dE$, die met intervallen $d\tau$ elkaar opvolgen, en gaan daarna over naar de limiet $d\tau = o$. Een sprongetje $dE$ ten tijde $t = \tau$ is $dE = F'(\tau)d\tau$. Deze sprong $dE$ veroorzaakt ten tijde $t$ een stroom

$$dI(t) = dE \,.\, A(t-\tau) = F'(\tau)A(t-\tau)d\tau.$$

Al de sprongetjes tezamen geven ten tijde $t$ een stroom

$$I(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} F'(t)A(t-\tau)d\tau = \Big[A(t-\tau)F(\tau)\Big]_{-\infty}^{+\infty} + \int_{-\infty}^{+\infty} F(\tau)A'(t-\tau)d\tau =$$

$$= A(-\infty)F(+\infty) - A(+\infty)F(-\infty) + \int_{-\infty}^{+\infty} F(\tau)A'(t-\tau)d\tau.$$

$A(-\infty) = o$ en $F(-\infty) = o$, dus

$$I(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} F(\tau)A'(t-\tau)d\tau,$$

of, na invoering van $t-\tau$ als nieuwe veranderlijke, die daarna weer $\tau$ gesteld wordt,

$$I(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} F(t-\tau)\, A'(\tau)\, d\tau \qquad \qquad 31)$$

De integratiegrenzen zijn hier anders genomen dan bij Carson en Fry. Daardoor verdwijnt de moeilijkheid der inschakelverschijnselen. [1])

Zijn dus de aangelegde spanning $E = F(t)$ en de stroom $I = A(t)$ tengevolge van een eenheidsspanning gegeven, dan kan men met behulp van 31) den stroom berekenen. [2])

## VI. *De stroom in een lineair netwerk tengevolge van een frequentiegemoduleerde spanning.*

Past men 31) toe op het geval van een *sinusvormig veranderlijke spanning*

$$E = F(t) = E_o e^{j\omega t},$$

dan vindt men den stroom

$$I(t) = E_o e^{j\omega t} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-j\omega\tau} A'(\tau)\, d\tau \qquad \qquad 32)$$

Volgens 26) is echter

$$I(t) = E_o c^{j\omega t}\, Y(j\omega)\,.$$

De admittantie van het netwerk is dus

$$Y(j\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-j\omega\tau} A'(\tau)\, d\tau \qquad \qquad 33)$$

Een amplitude-gemoduleerd signaal is voor te stellen door

---

[1]) Deze wijze van behandeling is aangegeven door Prof. Dr. Balth. van der Pol in een nog niet gepubliceerde serie voordrachten over operatorenrekening.

[2]) Hopkinson, Phil. Transact. **166**, 489, 1876.

$F(t)=E(t)e^{j\omega_c t}$; een frequentie-gemoduleerd signaal is voor te stellen door

$$F(t)=E_o e^{j\left\{\omega_c t+\lambda\int\limits_o^t s(x)\,dx\right\}}=E_o e^{j\lambda\int\limits_o^t s(x)\,dx}\,e^{j\omega_c t};$$

een signaal, dat zoowel frequentie- als amplitudemodulatie bevat, is voor te stellen door

$$F(t)=E(t)\,e^{j\lambda\int\limits_o^t s(x)\,dx}\,e^{j\omega_c t}.$$

Ieder gemoduleerd signaal is dus te brengen in den vorm:

$$F(t)=f(t)\,e^{j\omega_c t} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 34)$$

Door 34) te substitueeren in 31) vindt men den stroom in een lineair netwerk tengevolge van een gemoduleerde spanning.

$$F(t-\tau)=f(t-\tau)\,e^{-j\omega_c\tau}\,e^{j\omega_c t};$$

$$f(t-\tau)=f(t)-\frac{\tau}{1!}f'(t)+\frac{\tau^2}{2!}f''(t)-\frac{\tau^3}{3!}f'''(t)+\ldots;$$

$$I(t)=e^{j\omega_c t}\left\{f(t)\int\limits_{-\infty}^{+\infty}e^{-j\omega_c\tau}A'(\tau)\,d\tau-f'(t)\int\limits_{-\infty}^{+\infty}\frac{\tau}{1!}e^{-j\omega_c\tau}A'(\tau)\,d\tau+\right.$$

$$\left.+f''(t)\int\limits_{-\infty}^{+\infty}\frac{\tau^2}{2!}e^{-j\omega_c\tau}A'(\tau)\,d\tau\ldots\right\}.$$

Uit 33) volgt:

$$Y^{(n)}(j\omega_c)=\frac{d^n\,Y(j\omega_c)}{d(j\omega_c)^n}=(-1)^n\int\limits_{-\infty}^{+\infty}\tau^n e^{-j\omega_c\tau}A'(\tau)\,d\tau, \quad . \quad . \quad . \quad 35)$$

dus:

$$I(t)=e^{j\omega_c t}\left\{f\,Y+\frac{1}{1!}f'\,Y'+\frac{1}{2!}f''\,Y''+\frac{1}{3!}f'''\,Y'''+\ldots\right\},$$

of:

$$\boxed{I(t)=F(t)\,Y(j\omega_c)\left\{1+\frac{1}{1!}\frac{f'}{f}\frac{Y'}{Y}+\frac{1}{2!}\frac{f''}{f}\frac{Y''}{Y}+\frac{1}{3!}\frac{f'''}{f}\frac{Y'''}{Y}+\ldots\right\}} ,36)$$

waarin $f' = \frac{df(t)}{dt}$, enz. en $Y' = \frac{dY(j\omega_c)}{d(j\omega_c)}$, enz.

Voor *een frequentie-gemoduleerd signaal* is:

$$f(t) = E_0 e^{j\lambda \int_0^t s(x)\,dx};$$

$$f'(t) = j\lambda s f(t);$$

$$f''(t) = (j\lambda s' - \lambda^2 s^2) f(t);$$

$$f'''(t) = (j\lambda s'' - 3\lambda^2 s s' - j\lambda^3 s^3) f(t);$$

. . . . . . . . . . . . . .

waarin $s' = \frac{ds(t)}{dt}$, enz., en gaat 36) over in:

$$I(t) = F(t)\, Y(j\omega_c) \left\{ 1 + j\lambda s \frac{Y'}{Y} + \frac{1}{2}(j\lambda s' - \lambda^2 s^2)\frac{Y''}{Y} + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{6}(j\lambda s'' - 3\lambda^2 s s' - j\lambda^3 s^3)\frac{Y'''}{Y} + \ldots \right\}^{1)} \quad . \; . \; . \quad 37)$$

In analogie met 26) schrijven we hiervoor:

$$I(t) = F(t)\, Y(j\omega_c, t) \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 39)$$

De grootheid $Y(j\omega_c, t)$, die het analogon is van de admittantie bij een sinusvormige spanning, is nu behalve van de draaggolffrequentie $\omega_c$ ook van den tijd afhankelijk.

Substitueert men in $Y(j\omega)$, de admittantie voor een constante frequentie, in plaats van $\omega$ de momenteele frequentie $\omega_c + \lambda s(t)$ van de frequentie-gemoduleerde spanning 24), dan kan men dit de *quasi-stationnaire admittantie* $Y_{qs}$ noemen, die te ontwikkelen is in de reeks

---

[1]) Voor een signaal, dat zoowel frequentie- als amplitudemodulatie bevat, vindt men op overeenkomstige wijze den stroom

$$I(t) = F(t)\, Y(j\omega_c) \left[ 1 + \left(j\lambda s + \frac{E'}{E}\right)\frac{Y'}{Y} + \frac{1}{2}\left(j\lambda s' - \lambda^2 s^2 + 2j\lambda s \frac{E'}{E} + \right.\right.$$

$$\left. + \frac{E''}{E}\right)\frac{Y''}{Y} + \frac{1}{6}\left\{ j\lambda s'' - 3\lambda^2 s s' - j\lambda^3 s^3 + (3j\lambda s' - 3\lambda^2 s^2)\frac{E'}{E} + \right.$$

$$\left.\left. + 3j\lambda s \frac{E''}{E} + \frac{E'''}{E} \right\}\frac{Y'''}{Y} + \ldots \right] \quad . \; . \; . \; . \; . \quad 38)$$

$$Y_{qs} = Y\left[j\left\{\omega_c + \lambda s(t)\right\}\right] = Y(j\omega_c) + j\lambda s\, Y' - \frac{1}{2!}\lambda^2 s^2\, Y'' -$$

$$- \frac{1}{3!} j\lambda^3 s^3\, Y''' + \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 40)$$

Uit 37), 39) en 40) volgt

$$Y(j\omega_c, t) = Y_{qs} + \frac{1}{2} j\lambda s'\, Y'' + \frac{1}{6}(j\lambda s'' - 3\lambda^2 s s')\, Y''' + . \; . \quad 41)$$

Is nu $Y(j\omega)$ een *lineaire functie van* $\omega$ (fig. 4), dan zijn $Y''$,

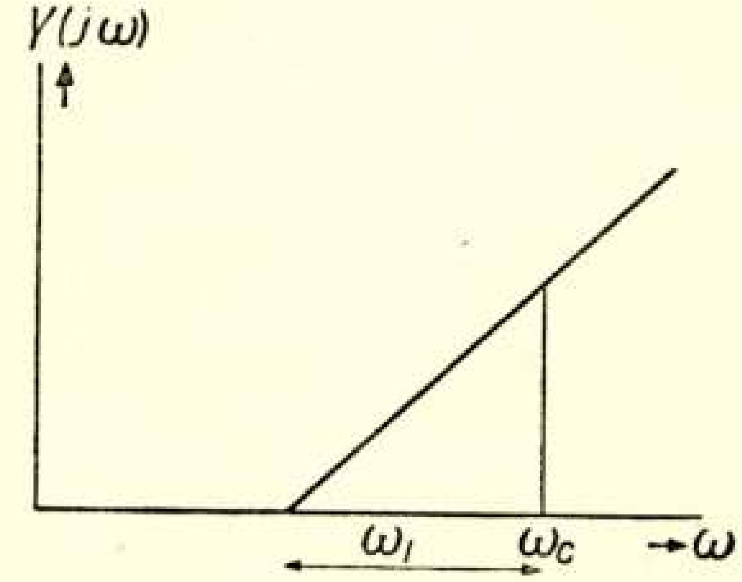



Fig. 4. Is $Y(j\omega)$ een lineaire functie van $\omega$ in het frequentiegebied $\omega_c - \omega_1$ tot $\omega_c + \omega_1$ en nul voor $\omega = \omega_c - \omega_1$, dan is

$$j \frac{1}{Y(j\omega_c)} \frac{d\,Y(j\omega_c)}{d(j\omega_c)} = \frac{1}{\omega_1}.$$

$Y'''$ enz. nul en is dus

$$Y(j\omega_c, t) = Y_{qs} = Y(j\omega_c) + j\lambda s\, Y' \quad . \; . \; . \; . \; . \quad 42)$$

In dit geval is

$$I(t) = F(t)\, Y(j\omega_c)\left\{1 + j\lambda s \frac{Y'}{Y}\right\}. \quad . \; . \; . \; . \; . \quad 43)$$

Stelt men $j\dfrac{Y'}{Y} = \dfrac{1}{\omega_1}$ (fig. 4), dan is

$$\boxed{I(t) = F(t)\, .\, Y(j\omega_c)\left\{1 + \frac{\lambda s(t)}{\omega_1}\right\}.} \quad . \; . \; . \quad 44)$$

*Werkt dus een frequentiegemoduleerde spanning op een netwerk, waarvan de admittantie in het in aanmerking komende frequentiegebied met voldoende benadering een lineaire functie van de frequentie is, dan is de stroom bij benadering gelijk aan de aangelegde spanning*

*maal de admittantie voor de draaggolf-frequentie* $\omega_c$ *maal* ($1+$ *de momenteele frequentie-uitwijking gedeeld door* $\omega_r$).

Of anders uitgedrukt: voor dit netwerk kan men bij een frequentiegemoduleerde spanning den stroom berekenen als bij een sinusvormig veranderlijke spanning, indien men voor de frequentie de door 21) gedefinieerde momenteele frequentie neemt. De redeneering, die Armstrong volgt, is hierop gebaseerd, en is dus voor het geval van een willekeurig netwerk slechts een meer of minder goede benadering, doch in het onderhavige geval, waarbij aangenomen is, dat de admittantie een lineaire functie van de frequentie is, exact juist.

De termen van 41), die in 42) ontbreken, zijn voor een netwerk, waarvan de admittantie slechts bij benadering een lineaire functie van de frequentie is, wel klein, doch niet nul. Hoe kleiner $\lambda$ (of de frequentievariatie $\Delta\omega$ bij sinusvormige modulatie), en de afgeleiden van $s(t)$ (of de moduleerende frequentie $p$ bij sinusvormige modulatie), des te kleiner zijn de verwaarloosde termen. Dus hoe langzamer de frequentie varieert, des te nauwkeuriger volgt een keten de momenteele frequentie. Dit verschijnsel heeft een analogon bij amplitudemodulatie: hoe langzamer de amplitude varieert, des te kleiner is het frequentieverschil tusschen draaggolf en nevenfrequenties, en met des te beter benadering volgt de keten de momenteele amplitude.

## VII. *Detectie van een frequentiegemoduleerd signaal.*

De frequentiegemoduleerde spanning 24) veroorzaakt in een netwerk, waarvan de admittantie met voldoende benadering een lineaire functie van de frequentie is, den stroom 44), die frequentiemodulatie en amplitudemodulatie bevat. Dit netwerk noemen we *frequentiedetector*. Voert men een spanning, evenredig met dezen stroom, toe aan een lineairen detector, b.v. een diode, dan verkrijgt men een laagfrequente spanning, evenredig met $s(t)$ (de aanwezige frequentiemodulatie heeft op dezen detector geen invloed) en heeft men het gewenschte laagfrequente signaal verkregen.

De eenige keten, waarvan de admittantie een lineaire functie van de frequentie is, is een condensator. Doch deze is voor het beoogde doel onpractisch wegens de groote waarde van $\omega_r$, nl. $\omega_r = \omega_c$. Een bruikbare benadering geeft de serieschakeling van een weerstand, een zelfinductie en een capaciteit, zoodanig, dat voor de omgeving van de draaggolffrequentie $\omega_c$, nl. van $\omega_c - \Delta\omega$

tot $\omega_c + \Delta\omega$, als $\Delta\omega$ de maximale frequentie-uitwijking voorstelt, de resonantiekromme bij benadering recht is (fig. 5). Men kan

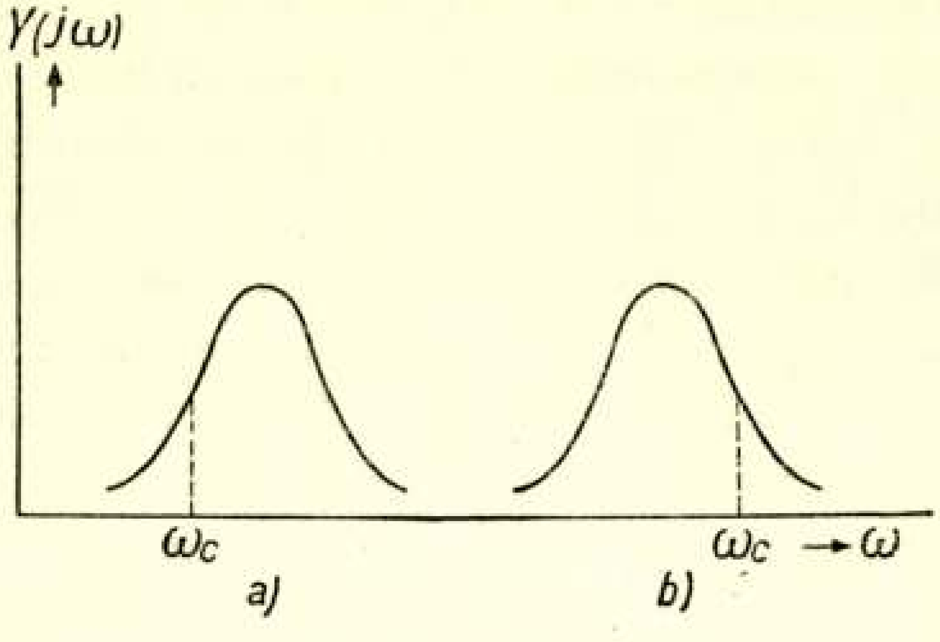



Fig. 5. Admittantie van een keten, bestaande uit deserieschakeling van een weerstand, een zelfinductie en een capaciteit. In de omgeving van $\omega_c$ is deze admittantie bij benadering een lineaire functie van de frequentie.

naar willekeur $\omega_c$ op de eene of op de andere helling van de resonantiekromme leggen. Het eenige verschil is, dat $\omega_r$ in fig. 5a positief, in fig. 5b negatief is, hetgeen voor het gedetecteerde laagfrequente signaal slechts een verschil in teeken geeft.

Daar de admittantie van deze keten geen lineaire functie van de frequentie is, geeft 44) nu slechts een benadering. De termen uit 41), die in 42) weggelaten zijn, veroorzaken distorsie in het gedetecteerde laagfrequente signaal. Verder is aangenomen, dat $\omega_r$ reëel is. Dit is echter slechts het geval, als $Y(j\omega)$ imaginair is, dus als de frequentiedetector geen weerstand bevat. Doch in het algemeen zijn $Y(j\omega)$ en $\frac{d\,Y(j\omega)}{d(j\omega)}$ complex, dus $\omega_r$ ook. Dit is ook een oorzaak van distorsie. Door een *balansdetector* toe te passen [1]) kan men deze distorsie verminderen. Daartoe voert men het frequentiegemoduleerde signaal toe aan een netwerk volgens fig. 5a en aan een netwerk volgens fig. 5b. Ieder netwerk wordt gevolgd door een lineairen detector (diode); de beide gedetecteerde signalen zijn, wat den gewenschten component van de laagfrequente signalen betreft, gelijk, doch bezitten verschillend teeken (tegengestelde phase), wegens de verschillende teekens van $\omega_r$, terwijl de termen, die de eerste orde distorsie geven, gelijk teeken (gelijke phase) bezitten.

[1]) Carson and Fry, l. c.

Schakelt men de aldus verkregen laagfrequente signalen tegen elkaar, dan verkrijgt men het algebraïsche verschil dier signalen, dat het gewenschte signaal bevat, doch waaruit de eerste orde distorsie geëlimineerd is (zie ook § X).

Een andere detectieschakeling is voorgesteld in fig. 6 [1]), die

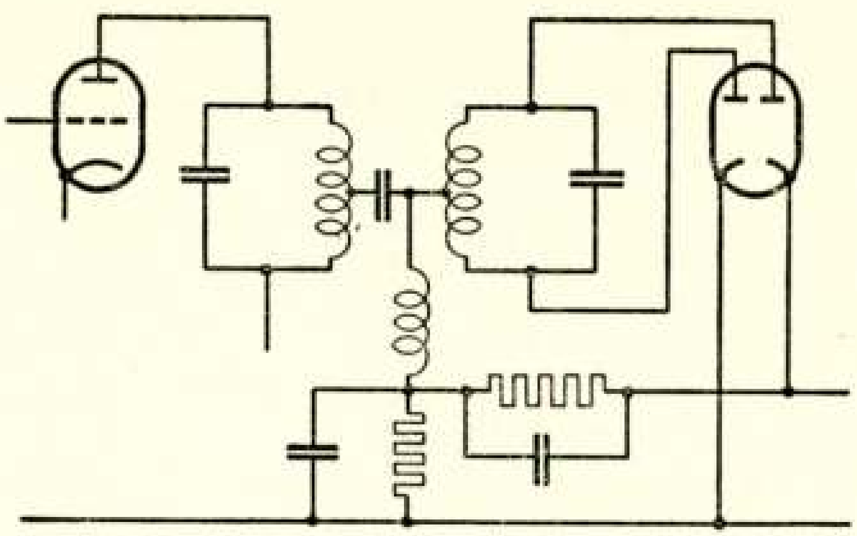


Fig. 6. Detectieschakeling voor frequentiegemoduleerde signalen.

overeenkomt met een gebruikelijke schakeling voor automatische frequentie-correctie. De frequentiedetector heeft hierbij een karakteristiek, die in een voldoend groot frequentiegebied met zeer goede benadering recht is, terwijl tevens de voordeelen van den balansdetector aanwezig zijn.

In hetgeen volgt nemen we aan, dat een zoodanige detectieschakeling wordt toegepast, dat 44) een voldoende benadering geeft.

## VIII. *Detectie van een frequentiegemoduleerd signaal bij aanwezigheid van een sinusvormig storend signaal.*

Een sinusvormig storend signaal is voor te stellen door

$$E_n = E_o A_n e^{j(\omega_c + \omega_n)t}, \quad \ldots \ldots \ldots \quad 45)$$

waarin $E_o$ de amplitude is van het gewenschte frequentiegemoduleerde signaal

$$E_o e^{j\left\{\omega_c t + \lambda \int_0^t s(\tau)\, d\tau\right\}}$$

en $\omega_n$ het verschil is tusschen de frequenties van de gewensch-

1) Fyler and Worcester, A noise-free radio receiver, Gen. El. Rev. **42**, 307—310, 1939.

te draaggolf en het storend signaal. In den frequentiedetector vloeit volgens 44) tengevolge van de storing de stroom

$$I_n(t) = E_o A_n e^{j(\omega_c + \omega_n)t}\, Y(j\omega_c)\left(1 + \frac{\omega_n}{\omega_1}\right).$$

De stroom tengevolge van het gewenschte signaal wordt gegeven door formule 44). De totale stroom in den frequentiedetector is dus de som dezer beide stroomen:

$$I(t) = E_o e^{j\left\{\omega_c t + \lambda \int_o^t s(\tau)\, d\tau\right\}}\, Y(j\omega_c)\left\{1 + \frac{\lambda s(t)}{\omega_1}\right\} +$$

$$+ E_o A_n e^{j(\omega_c + \omega_n)t}\, Y(j\omega_c)\left(1 + \frac{\omega_n}{\omega_1}\right) =$$

$$= E_o e^{j\left\{\omega_c t + \lambda \int_o^t s(\tau)\, d\tau\right\}}\, Y(j\omega_c)\left[1 + \frac{\lambda s(t)}{\omega_1} + \right.$$

$$\left. + A_n\left(1 + \frac{\omega_n}{\omega_1}\right) e^{j\left\{\omega_n t - \lambda \int_o^t s(\tau)\, d\tau\right\}}\right] \quad . \ . \ . \ . \quad 46)$$

Deze stroom is frequentie- en amplitudegemoduleerd. Na den detector ontstaat een laagfrequente spanning, evenredig met de amplitudemodulatie van 46), nl. den factor tusschen haken. De eerste term hiervan, $1$, beteekent een gelijkstroomcomponent, die we buiten beschouwing kunnen laten. Het laagfrequente signaal is dus evenredig met

$$\lambda s(t) + A_n(\omega_1 + \omega_n)\, e^{j\left\{\omega_n t - \lambda \int_o^t s(\tau)\, d\tau\right\}} \quad . \ . \ . \quad 47)$$

De eerste term hiervan is het gewenschte laagfrequente signaal; de tweede term geeft de storing: een laagfrequent frequentiegemoduleerd signaal.

In een ontvangtoestel beperken de versterkers en de luidspreker het doorgelaten frequentiegebied. Ook het menschelijk oor geeft een begrenzing voor het waar te nemen frequentiegebied. Eenvoudigheidshalve willen we onderstellen, dat alle frequenties beneden $\omega_a$ (overeenkomende met b.v. 10000 of 15000 c/s) even sterk waargenomen kunnen worden, terwijl alle frequenties boven $\omega_a$ volledig worden afgesneden. Om den invloed van de storingen na te gaan, is het dus noodig, 47) in een

frequentiespectrum te ontbinden. Alleen de componenten met frequenties beneden $\omega_a$ dragen bij tot de waar te nemen storing; de hoogere frequenties zijn onschadelijk. De grootheid, die in dit opzicht maatgevend is, is de *storingsenergieverhouding*, d.i. de energie van de storing gedeeld door de energie van het gewenschte signaal. Deze willen we eerst onderzoeken voor het practisch meest belangrijke geval, dat de storing veroorzaakt wordt door een continu, voor alle frequenties gelijk geruischspectrum.

## IX. *Detectie van een frequentiegemoduleerd signaal bij aanwezigheid van een continu, voor alle frequenties gelijk geruischspectrum.*

De energie van het gewenschte signaal is evenredig met de gemiddelde waarde van $\{\lambda s(t)\}^2$, dus met $\lambda^2 \overline{s^2}$. Bij een sinusvormig moduleerend signaal $\Delta\omega \cos pt$ is dit $\frac{1}{2}(\Delta\omega)^2$.

Stel de storingsenergie aan de ingangsklemmen van den ontvanger per frequentiebandje $d\omega$ gelijk $E_0^2 N^2 d\omega$; men vindt de storingsenergie na den detector, door voor het storende signaal 45) de geruischspanning te substitueeren, de uitdrukking, die dan overeenkomt met 47) in een frequentiespectrum te ontleden en de energie te nemen van de componenten, waarvan de frequenties kleiner dan $\omega_a$ zijn. Deze berekening is door Carson en Fry uitgevoerd [1]) en geeft een waarneembare storingsenergie evenredig met

$$\omega_a N^2 \left\{ \frac{1}{3}\omega_a^2 + \omega_I^2 + \lambda^2 \overline{s^2} \right\} \quad \ldots\ldots \quad 48)$$

Voor een sinusvormig moduleerend signaal $\Delta\omega \cos pt$ wordt dit

$$\omega_a N^2 \left\{ \frac{1}{3}\omega_a^2 + \omega_I^2 + \frac{1}{2}(\Delta\omega)^2 \right\} \quad \ldots\ldots \quad 49)$$

Hieruit volgt voor dit laatste geval de storingsenergieverhouding

$$\boxed{2\omega_a N^2 \left\{ \frac{1}{3}\left(\frac{\omega_a}{\Delta\omega}\right)^2 + \left(\frac{\omega_I}{\Delta\omega}\right)^2 + \frac{1}{2} \right\}} \quad \ldots\ldots \quad 50)$$

Deze uitdrukking bestaat uit drie termen; aan ieder van deze

[1]) Carson and Fry, l. c.

termen is een bepaalde physische beteekenis toe te kennen.

Een ongemoduleerd signaal is gekenmerkt door een constante amplitude der trillingen en een constante afstand der nulpunten. Amplitudemodulatie laat de plaats der nulpunten onaangetast, doch verandert de amplitude in overeenstemming met de moduleerende laagfrequente trilling. Frequentiemodulatie laat de amplitude onaangetast, doch verandert de plaats der nulpunten (fig. *7*).

Wordt aan een ongemoduleerde trilling een trilling met klei-

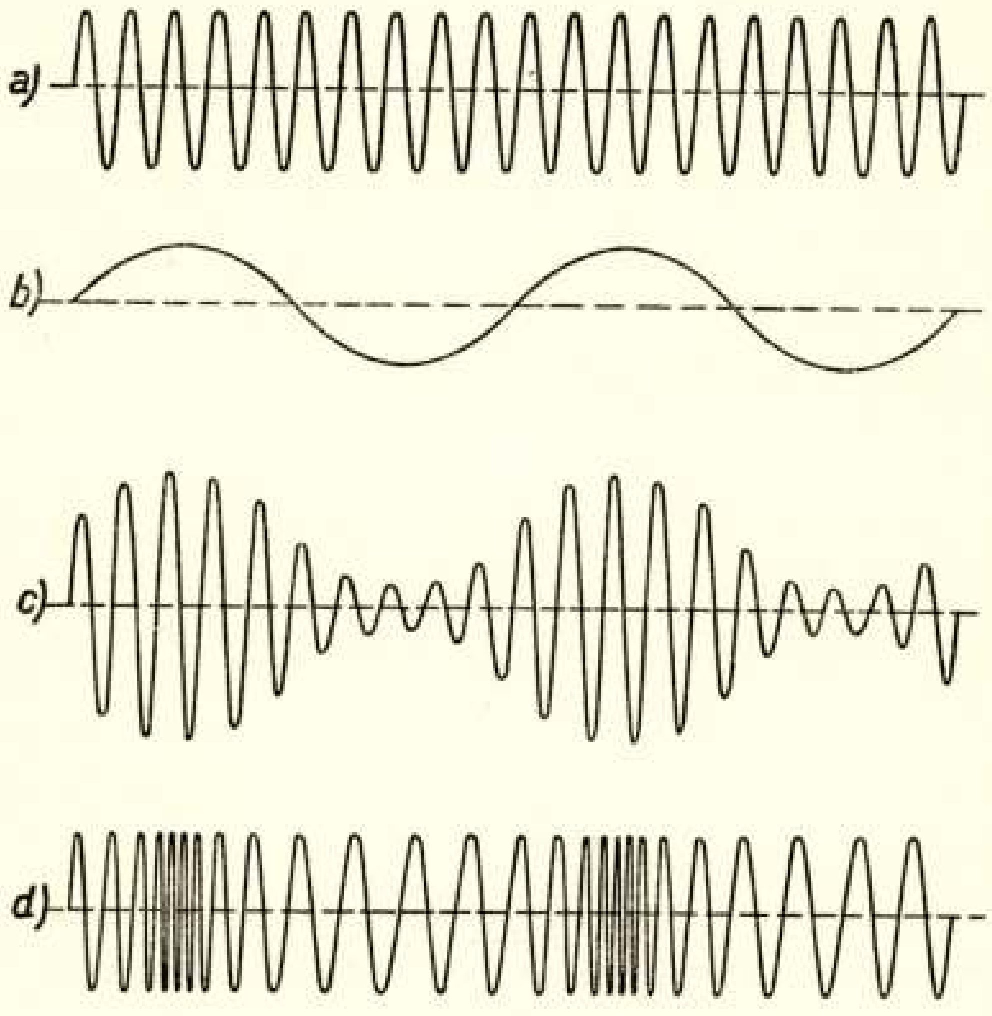



Fig. *7*.

*a*. Ongemoduleerde hoogfrequente trilling.
*b*. Moduleerende laagfrequente trilling.
*c*. Amplitudegemoduleerde trilling.
*d*. Frequentiegemoduleerde trilling.

ne amplitude en een andere, weinig er van verschillende frequentie toegevoegd, dan blijft de amplitude niet constant, en veranderen bovendien de plaatsen der nulpunten (fig. 8). Op deze wijze ontstaat een trilling, die zoowel frequentiemodulatie als amplitudemodulatie vertoont.

Dit volgt ook uit een vectordiagram (fig. 9)[1]),, waar de stilstaande vector $OP$ de gewenschte ongemoduleerde trilling voorstelt, en de vector $PQ$, die om het punt $P$ roteert met een

---

[1]) Plump, Störverminderung durch Frequenzmodulation, Hochfr. Techn. **52**, *73*—80, 1938.

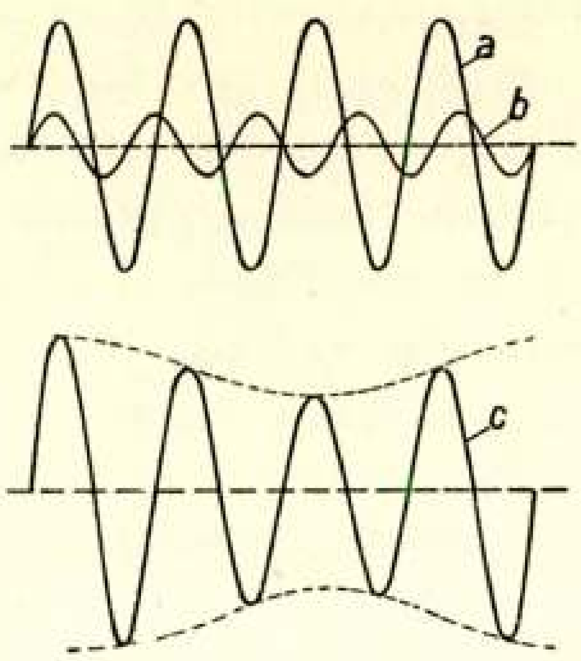



Fig. 8.

*a*. Ongemoduleerde trilling.

*b*. Ongemoduleerde trilling met kleine amplitude en een frequentie, die een weinig hooger is dan die van de trilling *a*

*c*. Som der trillingen *a* en *b*.

hoeksnelheid, gelijk aan het frequentieverschil van de gewenschte en de storende trilling, de storende trilling voorstelt. De vector $OQ$, waarvan het uiteinde $Q$ zich langs den cirkel beweegt, stelt de resulteerende trilling voor. De lengte-verandering van $OQ$ geeft de amplitudemodulatie, de richtingsverandering geeft de frequentiemodulatie weer.

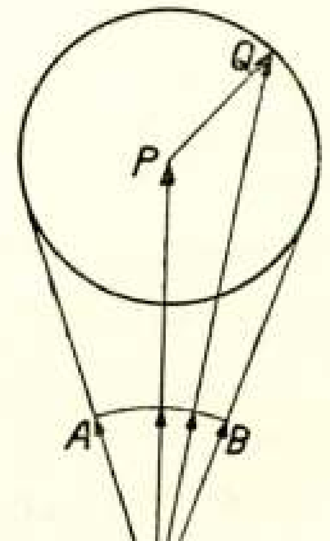



Fig. 9. Vectorvoorstelling der trillingen van fig. 8.
O P = trilling *a*.
P Q = trilling *b*.
O Q = trilling *c*.

Een amplitudebegrenzer verandert trilling *c* in een trilling, voorgesteld door den vector, waarvan het eindpunt zich beweegt langs den boog A B.

Indien een storend sinusvormig signaal geen frequentiemodulatie, doch alleen amplitudemodulatie zou veroorzaken, dan zou het signaal, dat aan den frequentiedetector toegevoerd wordt, bij afwezigheid van modulatie van het gewenschte signaal, voor te stellen zijn door

$$E_o(1 + A_n \cos \omega_n t) \cos \omega_c t.$$

Na detectie is de storingsspanning evenredig met $E_o A_n Y(j\omega_c) \cos \omega_n t$; de storingsenergie is dus evenredig met $\frac{1}{2} E_o^2 A_n^2 \left| Y(j\omega_c) \right|^2$. Het gewenschte laagfrequente signaal is evenredig met $E_o Y(j\omega_c) \frac{\Delta\omega}{\omega_1} \cos pt$; de energie hiervan is dus evenredig met $\frac{1}{2} E_o^2 \left| Y(j\omega_c) \right|^2 \left(\frac{\Delta\omega}{\omega_1}\right)^2$. De storingsenergieverhouding is dus $A_n^2 \left(\frac{\omega_1}{\Delta\omega}\right)^2$. Bij een geruischstoring is deze verhouding voor een frequentiegebied $d\omega_n : N^2 d\omega_n \left(\frac{\omega_1}{\Delta\omega}\right)^2$, dus voor het geheele waar te nemen frequentiegebied van $\omega_c - \omega_a$ tot $\omega_c + \omega_a$:

$$\int_{-\omega_a}^{+\omega_a} N^2 \left(\frac{\omega_1}{\Delta\omega}\right)^2 d\omega_n = 2\,\omega_a N^2 \left(\frac{\omega_1}{\Delta\omega}\right)^2 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 51)$$

De tweede term van 50) is dus afkomstig van de door de geruischstoring veroorzaakte *amplitudemodulatie*, bij afwezigheid van de gewenschte modulatie.

De storing veroorzaakt echter ook frequentiemodulatie. Bij een sinusvormig storend signaal en afwezigheid van de gewenschte modulatie wordt aan den frequentiedetector toegevoerd:

$$E_o \cos \omega_c t + E_o A_n \cos (\omega_c + \omega_n) t.$$

De karakteristiek van den frequentiedetector is

$$Y\left\{ j(\omega_c + \omega_n) \right\} = Y(j\omega_c) \left(1 + \frac{\omega_n}{\omega_1}\right).$$

De stroom in den frequentiedetector is dus

$$E_o Y(j\omega_c) \cos \omega_c t + E_o A_n Y(j\omega_c) \left(1 + \frac{\omega_n}{\omega_1}\right) \cos (\omega_c + \omega_n) t . \quad 52)$$

Na den diodedetector ontstaat een laagfrequente spanning, evenredig met de laagfrequente amplitudevariatie van 52), dus bij benadering evenredig met

$$E_0 A_n Y(j\omega_c)\left(1+\frac{\omega_n}{\omega_1}\right)\cos\omega_n t.$$

Daar de laagfrequente amplitudevariatie van 52) niet sinusvormig is, bevat het gedetecteerde signaal bovendien eenige distorsie (termen met frequenties, die veelvouden van $\omega_n$ zijn). Doch als $A_n$ klein is, is deze distorsie gering.

De storingsenergie is dus evenredig met

$$\frac{1}{2}E_0^2 A_n^2 |Y(j\omega_c)|^2\left(1+\frac{\omega_n}{\omega_1}\right)^2;$$

de energie van het gewenschte signaal is weer evenredig met $\frac{1}{2}E_0^2|Y(j\omega_c)|^2\left(\frac{\Delta\omega}{\omega_1}\right)^2$. De storingsenergieverhouding is dus $A_n^2\left(\frac{\omega_1}{\Delta\omega}+\frac{\omega_n}{\Delta\omega}\right)^2$. Bij een geruischstoring is deze verhouding voor een frequentiegebied $d\omega_n$: $N^2\left(\frac{\omega_1}{\Delta\omega}+\frac{\omega_n}{\Delta\omega}\right)^2 d\omega_n$, dus voor het geheele waar te nemen frequentiegebied van $\omega_c-\omega_a$ tot $\omega_c+\omega_a$:

$$\int_{-\omega_a}^{+\omega_a} N^2\left(\frac{\omega_1}{\Delta\omega}+\frac{\omega_n}{\Delta\omega}\right)^2 d\omega_n = 2\omega_a N^2\left\{\left(\frac{\omega_1}{\Delta\omega}\right)^2+\frac{1}{3}\left(\frac{\omega_a}{\Delta\omega}\right)^2\right\}. \qquad 53)$$

De eerste term hiervan is, zooals hierboven afgeleid, afkomstig van de *amplitudemodulatie* van het gewenschte signaal door de storing; de tweede term is dus afkomstig van de *frequentiemodulatie* van het gewenschte signaal door de storing.

Bij deze berekening is ondersteld, dat tijdens de storing de gewenschte modulatie afwezig was. Is deze echter wel gelijktijdig aanwezig, dan is de storingsenergieverhouding gegeven door formule 50). De laatste term van 50) is dus een gevolg van de *wisselwerking* tusschen de gewenschte en de ongewenschte modulatie.

De drie termen van 50) hebben dus ieder hun eigen physische beteekenis.

Uit 50) blijkt, dat de storingsenergieverhouding kleiner wordt, als $\Delta\omega$ grooter genomen wordt. Bij een idealen frequentiedetec-

tor volgens fig. 4 mag $\Delta\omega$ echter hoogstens gelijk $\omega_1$ genomen worden, dus $\frac{\omega_1}{\Delta\omega}$ is steeds minstens $1$. Kiest men $\Delta\omega$ (en dus ook $\omega_1$) veel grooter dan $\omega_a$, de hoogste met het oor waar te nemen frequentie, dan wordt $\frac{\omega_a}{\Delta\omega}$ klein. De eerste term van 50) kan dus zeer klein gemaakt worden; de tweede term is minstens 1; de geheele vorm tusschen accoladen is dus grooter dan $1^1/_2$. Voor een signaal, dat $100\,^0/_0$ amplitudegemoduleerd is, is de storingsenergieverhouding onder overigens gelijke omstandigheden $2\omega_a N^2$. Het blijkt dus, dat bij toepassing van frequentiemodulatie volgens de beschreven methode de storingsenergieverhouding *ongunstiger* is dan bij toepassing van amplitudemodulatie. Men kan echter op vrij eenvoudige wijze bij frequentiemodulatie de storingsenergie sterk verminderen. Hiervoor zijn drie methoden bekend, die we achtereenvolgens willen bespreken, nl. door middel van:

*a. een balansdetector,*
*b. een amplitudebegrenzer,*
*c. frequentietegenkoppeling.*

De grootste term in 50) is die, welke het gevolg is van de amplitudemodulatie van het gewenschte frequentiegemoduleerde signaal door het storende signaal. Alle drie genoemde methoden zijn er op gericht, deze amplitudemodulatie onschadelijk te maken. Bij de methoden *b* en *c* verdwijnt dan meteen de wisselwerkingsterm, zoodat alleen de kleine eerste term overblijft; bij de methode *a* verdwijnt de wisselwerkingsterm echter niet.

## X. *De balansdetector.*

Past men een balansdetector toe, zoals beschreven in § VII, dan geeft bij een sinusvormig storend signaal de eene detector volgens 46) een laagfrequent signaal, evenredig met

$$\frac{\lambda s(t)}{\omega_1} + A_n\left(1 + \frac{\omega_n}{\omega_1}\right) e^{j\left\{\omega_n t - \lambda \int_0^t s(\tau)\, d\tau\right\}}, \quad . \; . \; . \quad 54)$$

en de andere een signaal, evenredig met

$$-\frac{\lambda s(t)}{\omega_1} + A_n\left(1 - \frac{\omega_n}{\omega_1}\right) e^{j\left\{\omega_n t - \lambda \int_0^t s(\tau)\, d\tau\right\}} \quad . \; . \; . \quad 55)$$

( 55) is uit 54) ontstaan door $\omega_1$ te vervangen door $-\omega_1$). Schakelt men deze beide signalen tegen elkaar, dan verkrijgt men het verschil van 54) en 55), n.l.

$$2\frac{\lambda s(t)}{\omega_1} + 2A_n\frac{\omega_n}{\omega_1}e^{j\left\{\omega_n t - \lambda\int_0^t s(\tau)\,d\tau\right\}} \quad . \; . \; . \quad 56)$$

De term, die afkomstig is van de amplitudemodulatie, die het gewenschte signaal ondergaat tengevolge van het storend signaal ($1$ in formule 54)) is hieruit verdwenen; bij een geruischstoring verdwijnt dus ook de overeenkomstige term $\left(\frac{\omega_1}{\Delta\omega}\right)^2$ in 50). De wisselwerkingsterm $\frac{1}{2}$ in 50), afkomstig van $\lambda$ in den exponent in 56), blijft echter behouden. Ten opzichte van amplitudemodulatie geeft frequentiemodulatie, op deze wijze toegepast, slechts een verbetering van hoogstens *een factor 2* in de storingsenergieverhouding.

## XI. *De amplitudebegrenzer bij kleine amplitude van het storende signaal.*

Plaatst men vóór den frequentiedetector een amplitudebegrenzer, die van iedere trilling zoowel de positieve als de negatieve toppen op een constante waarde afsnijdt (fig. 10), dan is even-

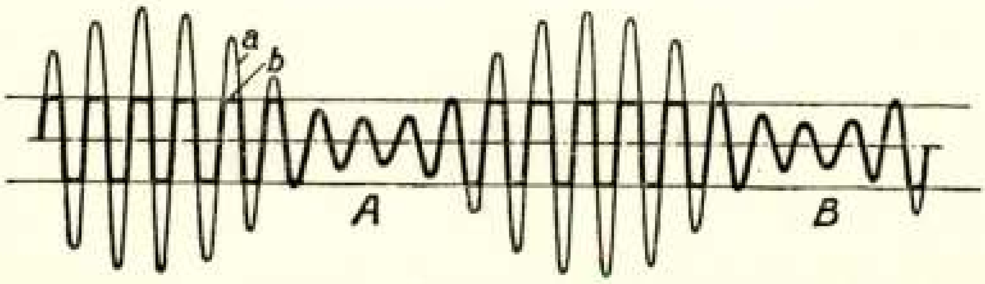



Fig. 10.

*a.* Amplitudegemoduleerd signaal.

*b.* Wat er van het signaal *a* overblijft na een amplitudebegrenzer. Bij A en B blijven de amplituden, kleiner dan de drempelwaarde van den amplitudebegrenzer, onaangetast.

tueele amplitudemodulatie verdwenen en zal het laagfrequente gedetecteerde signaal dus geen storing bevatten, afkomstig van amplitudemodulatie, mits de amplitude niet daalt beneden de drempelwaarde van den amplitudebegrenzer. De volgende be-

schouwing zal leeren, dat op deze wijze tevens de wisselwerkingsterm $\frac{1}{2}$ in 50) verdwijnt, zoodat alleen de eerste term overblijft.

Stel het gewenschte te ontvangen frequentiegemoduleerde signaal

$$E_o \cos \int_0^t \{\omega_c + \lambda s(\tau)\} d\tau \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 57)$$

en de sinusvormige storing

$$E_o A_n \cos \int_0^t (\omega_c + \omega_n) d\tau \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 58)$$

We onderstellen voorloopig $A_n \ll 1$.

Het signaal, dat den amplitudebegrenzer bereikt, is dus

$$E_o \left[ \cos \int_0^t \{ \omega_c + \lambda s(\tau) \} d\tau + A_n \cos \int_0^t (\omega_c + \omega_n) d\tau \right] \quad . \quad 59)$$

Bedenkt men, dat

$$a \cos x + b \cos y = \sqrt{a^2 + b^2 + 2ab \cos(x-y)} \cos \left\{ x - \right.$$

$$\left. - arc\,tg \frac{b \sin(x-y)}{a + b\cos(x-y)} \right\} \quad . \; . \; . \; . \; . \quad 60)$$

voor $b \ll a$ bij benadering gelijk is aan

$$\{ a + b \cos(x-y) \} \cos \{ x - b \sin(x-y) \}, \quad . \; . \; . \quad 61)$$

dan kan men 59) benaderen door

$$E_o \left[ 1 + A_n \cos \int_0^t \{ \omega_n - \lambda s(\tau) \} d\tau \right] \cos \left[ \int_0^t \{ \omega_c + \lambda s(\tau) \} d\tau + \right.$$

$$\left. + A_n \sin \int_0^t \{ \omega_n - \lambda s(\tau) \} d\tau \right] \quad . \; . \; . \; . \; . \quad 62)$$

Dit is een trilling met amplitude- en frequentiemodulatie. Door den amplitudebegrenzer wordt hiervan de amplitudevariatie verwijderd, terwijl de nulpunten ongewijzigd blijven. Deze nulpunten karakteriseeren de frequentiemodulatie. Al is de aldus begrensde trilling niet een sinustrilling met frequentiemodulatie, doch een trilling met vlakke toppen, door de er op volgende kringen worden de hoeken afgerond en kan men met voldoende benadering de trilling voorstellen door den laatsten factor van 62), n.l.

$$E_o \cos\left[\int_0^t \{\omega_c + \lambda s(\tau)\} d\tau + A_n \sin\int_0^t \{\omega_n - \lambda s(\tau)\} d\tau\right] \quad . \quad 63)$$

Is het gewenschte signaal ongemoduleerd, dan is het aan den amplitudebegrenzer toegevoerde signaal

$$E_o\{\cos\omega_c t + A_n \cos(\omega_c + \omega_n) t\},$$

hetgeen volgt uit 59) door $\lambda = o$ te stellen. Dit is een draaggolf met één nevenfrequentie. De amplitudebegrenzer vormt, mits $A_n \ll 1$, deze trilling met groote benadering om tot de zuiver frequentiegemoduleerde trilling

$$E_o \cos(\omega_c t + A_n \sin\omega_n t),$$

hetgeen volgt uit 63) door $\lambda = o$ te stellen. Deze trilling is te ontwikkelen in een draaggolf met nevenfrequenties, die symmetrisch ter weerszijden van de draaggolffrequentie gelegen zijn. [1]) Dit is ook te zien in het vectordiagram fig. 9.

Uit de berekeningen en metingen van Zuhrt [2]) volgt, dat 63) een voldoende benadering geeft, indien de amplitudebegrenzer de trilling op ongeveer $^1/_3$ van de amplitude afsnijdt. Bedenkt men, dat de momenteele frequentie $\omega_m$ van 63) wordt verkregen door het argument van *cos* naar *t* te differentieeren, dus

$$\omega_m = \omega_c + \lambda s(t) + A_n\{\omega_n - \lambda s(t)\} \cos\int_0^t \{\omega_n - \lambda s(\tau)\} d\tau, \quad . \quad 64)$$

dan vindt men volgens 44) voor den stroom in den frequentiedetector:

[1]) Van der Pol, l.c.

[2]) Zuhrt, Die Störverminderung bei Frequenzmodulation in Abhängigkeit von der Amplitudenbegrenzung, Hochfr. Tech. **54**, 37—44, 1939.

$$I(t) = E_o \cos \left[ \int_0^t \{\omega_c + \lambda s(\tau)\} d\tau + A_n \sin \int_0^t \{\omega_n - \lambda s(\tau)\} d\tau \right] Y(j\omega_c) \left[ 1 + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{\omega_1} \left\{ \lambda s(t) + A_n \left( \omega_n - \lambda s(t) \right) \cos \int_0^t \left( \omega_n - \lambda s(\tau) \right) d\tau \right\} \right] \quad . \quad 65)$$

Na detectie van dit frequentie- en amplitudegemoduleerde signaal krijgt men een laagfrequent signaal, evenredig met

$$\lambda s(t) + A_n \{\omega_n - \lambda s(t)\} \cos \int_0^t \{\omega_n - \lambda s(\tau)\} d\tau \quad . \; . \; . \quad 66)$$

De eerste term van 66) geeft het gewenschte signaal; de tweede term geeft de storing.

Onderstellen we nu weer een continu, voor alle frequenties gelijk geruischspectrum, doch zoo, dat de totale storingsamplitude op den amplitudebegrenzer klein is ten opzichte van de amplitude van het gewenschte signaal, zoodat de benadering 62) geoorloofd blijft. Voor een nog algemeenere uitdrukking voor het storende signaal, nl.

$$A_n \{ (\omega_1 + \omega_n + \mu s(t)\} \cos \int_0^t \{\omega_n - \lambda s(\tau)\} d\tau \quad , \; . \; . \quad 67)$$

berekenen Carson en Fry [1]) voor een continu geruischspectrum en $\omega_a$ als hoogste waar te nemen frequentie, overeenkomstig 48) een storingsenergie, evenredig met

$$\omega_a N^2 \left\{ \frac{1}{3} \omega_a^2 + \omega_1^2 + \left( 1 + \frac{\mu}{\lambda} \right)^2 \lambda^2 \overline{s^2} \right\} \quad . \; . \; . \quad 68)$$

In 66) is $\omega_1 = 0$ en $\mu = -\lambda$, zoodat voor dit geval 68) overgaat in

$$\omega_a N^2 \cdot \frac{1}{3} \omega_a^2 \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 69)$$

Met denzelfden evenredigheidsfactor is, bij sinusvormige frequentiemodulatie, de energie van het gewenschte signaal

[1]) Carson and Fry, l.c.

$$\frac{1}{2}(\Delta\omega)^2 .$$

De storingsenergieverhouding is dus in dit geval

$$\boxed{2\,\omega_a N^2 . \frac{1}{3}\left(\frac{\omega_a}{\Delta\omega}\right)^2} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 70)$$

Vergelijkt men 70) met 50), dan blijkt, dat de beide grootste termen van 50) door den amplitudebegrenzer verdwenen zijn. Voor een 100% amplitudegemoduleerd signaal is de storingsenergieverhouding $2\,\omega_a N^2$. De verbetering ten opzichte van amplitudemodulatie is dus $\frac{1}{3}\left(\frac{\omega_a}{\Delta\omega}\right)^2$. Kiest men b.v. $\omega_a = 2\pi \times 10.000$ en $\Delta\omega = 2\pi \times 100.000$, dan verkrijgt men een verbetering van *een factor 300* in energie.

Nadat aangetoond is, dat de termen, veroorzaakt door de amplitudemodulatie en de wisselwerking, door den amplitudebegrenzer verdwenen zijn, is de juistheid van 70) eenvoudig in te zien. Onderstel een frequentiedetector met een karakteristiek volgens fig. 4. De amplitude van het gedetecteerde laagfrequente signaal is evenredig met de frequentie-uitwijking van het hoogfrequente frequentiegemoduleerde signaal. Dit geldt zoowel voor het gewenschte als voor het storende signaal. Daar de wisselwerkingsterm verdwijnt, is de storing bij aanwezigheid van de gewenschte modulatie dezelfde als bij afwezigheid van de gewenschte modulatie. In dit laatste geval gaat 63) over in: $\cos(\omega_c t + A_n \sin\omega_n t)$. Dit is een sinusvormig frequentiegemoduleerd signaal, waarvan de modulatie-index $A_n = \frac{\Delta\omega_n}{\omega_n}$ constant is voor alle frequenties $\omega_n$. De frequentieuitwijking $\Delta\omega_n = A_n\omega_n$ tengevolge van de storing is dus evenredig met $\omega_n$, het frequentieverschil tusschen de gewenschte draaggolf en den storingscomponent, en de amplitude $A_n$ van de storing. Na detectie is de amplitude van iedere storingscomponent dus evenredig met $A_n\omega_n$, terwijl de amplitude van het gewenschte signaal evenredig is met $\Delta\omega$. De verhouding van de amplituden van de storing en van het gewenschte signaal is dus $A_n\frac{\omega_n}{\Delta\omega}$ (fig. 11); de verhouding der energieën dus $A_n^2\left(\frac{\omega_n}{\Delta\omega}\right)^2$. De totale storings-

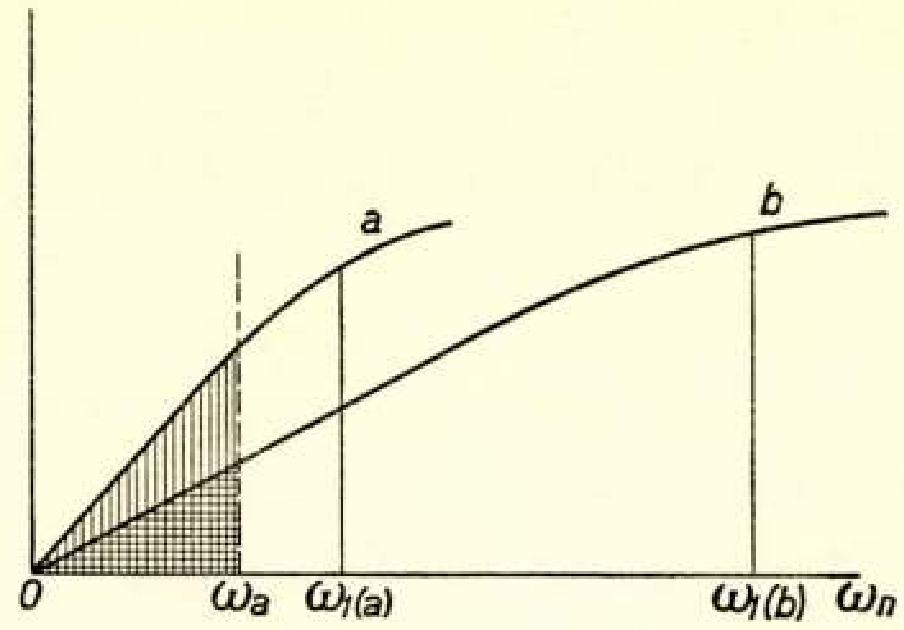



Fig. 11.
Amplitude van de gedetecteerde storingscomponenten als functie van het frequentieverschil $\omega_n$ tusschen draaggolf en storingscomponent; *a.* bij kleine waarde van $\omega_I$; *b.* bij groote waarde van $\omega_I$. Alleen die componenten, waarvoor $\omega_n < \omega_a$, dragen bij tot de waar te nemen storing.

energieverhouding bij een geruischstoring verkrijgt men, door $A_n^2$ te vervangen door $N^2 d\omega_n$ en naar $\omega_n$ te integreeren van $-\omega_a$ tot $+\omega_a$:

$$\int_{-\omega_a}^{+\omega_a} N^2 \left(\frac{\omega_n}{\Delta\,\omega}\right)^2 d\,\omega_n = 2\,\omega_a N^2 . \frac{1}{3}\left(\frac{\omega_a}{\Delta\,\omega}\right)^2 .$$

## XII. *Frequentietegenkoppeling.*

Fig. 12 geeft een schema van een ontvanger voor frequentiegemoduleerde signalen met toepassing van frequentietegenkoppeling. [1] [2]).

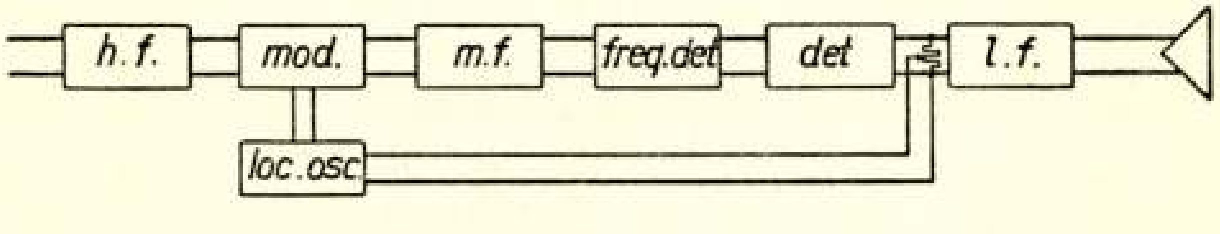



Fig. 12. Ontvanger met frequentietegenkoppeling.

---

[1]) Carson, Theory of the feedback receiving circuit, B. S. T. J. **18**, 395—403, 1939.

[2]) Chaffee, The application of negative feedback to frequency modulation systems, Proc. I. R. E. **27**, 317—331, 1939. B. S. T. J. **18**, 404—437, 1939.

Het ontvangen signaal is

$$E_0 \cos\left\{\omega_i t + \lambda \int_0^t s(\tau)\, d\tau\right\} \quad \ldots\ldots \quad 71)$$

Een locale oscillator geeft een signaal, dat op nader aan te geven wijze frequentiegemoduleerd is, en voor te stellen is door

$$M \cos\left\{\omega_m t + \mu \int_0^t \sigma(\tau)\, d\tau\right\} \quad \ldots\ldots \quad 72)$$

Deze beide signalen 71) en 72) worden toegevoerd aan een modulator, die een trilling met de verschilfrequentie der beide toegevoerde signalen afgeeft (de somfrequentie wordt op de gewone wijze door de volgende middenfrequentkringen onderdrukt). Er ontstaat dus een middenfrequent signaal

$$c_1 E_0 M \cos\left[\omega_c t + \int_0^t \left\{\lambda s(\tau) - \mu \sigma(\tau)\right\} d\tau\right], \quad \ldots \quad 73)$$

waarin $\omega_c = |\omega_i - \omega_m|$ en $c_1$ (evenals de verder te bezigen factoren $c_2$, $c_3$, enz.) een constante is. Dit signaal wordt in het middenfrequent gedeelte verstrekt en daarna toegevoerd aan een frequentiedetector. De stroom in den frequentiedetector is volgens 44):

$$c_1 c_2 E_0 M \cos\left[\omega_c t + \int_0^t \left\{\lambda s(\tau) - \mu \sigma(\tau)\right\} d\tau\right] \left\{1 + \frac{\lambda s(t) - \mu \sigma(t)}{\omega_1}\right\}. \quad 74)$$

Aan den daarop volgenden detector wordt een signaal toegevoerd, evenredig met 74). De detector levert nu een laagfrequente spanning

$$c_1 c_2 c_3 E_0 M \frac{\lambda s(t) - \mu \sigma(t)}{\omega_1} \quad \ldots\ldots \quad 75)$$

Van deze spanning wordt een fractie $\eta$ aan den localen oscillator toegevoerd. De locale oscillator is zoodanig geconstrueerd, dat zijn frequentie varieert evenredig met de van den detector toegevoerde spanning. Dus

$$c_1 c_2 c_3 c_4 \eta E_0 M \frac{\lambda s(t) - \mu \sigma(t)}{\omega_1} = \mu \sigma(t). \quad \ldots \quad 76)$$

Stel nu $\dfrac{c_1 c_2 c_3 c_4 \eta E_0 M}{\omega_1} = m$. Dan gaat 76) over in

$$m \lambda s(t) - m \mu \sigma(t) = \mu \sigma(t),$$

dus

$$\mu \sigma(t) = \frac{m}{1+m} \lambda s(t) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 77)$$

De door den detector geleverde laagfrequente spanning 75) is dus

$$\frac{1}{c_4 \eta} \frac{m}{1+m} \lambda s(t) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 78)$$

Deze spanning wordt in het laagfrequent gedeelte versterkt en aan den luidspreker toegevoerd. De luidspreker geeft dus een signaal, evenredig met

$$\frac{m}{1+m} \lambda s(t) \,, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 79)$$

waarmee dus de gewenschte ontvangst verkregen is. Voor groote waarden van $m$ is $\frac{m}{1+m}$ ongeveer $1$; in dat geval is het luidsprekersignaal bij benadering onafhankelijk van $m$, dus ook onafhankelijk van $E_o$, dus wordt niet beïnvloed door fading en eventueele amplitudemodulatie. Bovendien vermindert deze frequentietegenkoppeling de distorsie, ontstaan door het niet-lineair zijn van de admittantiekarakteristiek van den frequentiedetector.

## XIII. *Frequentietegenkoppeling bij aanwezigheid van een storend signaal met kleine amplitude.*

Is er, behalve het gewenschte frequentiegemoduleerde signaal, een sinusvormig storend signaal aanwezig, waarvan de frequentie een bedrag $\omega_n$ van die van de draaggolf van het gewenschte signaal verschilt, dan is het ontvangen signaal

$$E_o \left[ \cos\left\{ \omega_i t + \lambda \int_0^t s(\tau)\, d\tau \right\} + A_n \cos(\omega_i + \omega_n) t \right] \quad . \quad . \quad 71a)$$

De locale oscillator geeft de spanning

$$M \cos\left\{ \omega_m t + \mu \int_0^t \sigma(\tau)\, d\tau \right\} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 72a)$$

Het middenfrequent signaal is

$$c_1 E_0 M \left[ \cos\left[\omega_c t + \int_0^t \{\lambda s(\tau) - \mu\sigma(\tau)\} d\tau\right] + A_n \cos\left\{\omega_c t + \omega_n t - \right.\right.$$

$$\left.\left. - \mu \int_0^t \sigma(\tau) d\tau \right\}\right] \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 73a)$$

Daar de frequentiedetector een lineair systeem is, kan men den stroom in den frequentiedetector berekenen door voor ieder der twee termen van 73a) den stroom volgens 44) te berekenen en deze twee stroomen op te tellen.

De stroom in den frequentiedetector is dus

$$c_1 c_2 E_0 M \left[ \cos\left[\omega_c t + \int_0^t \{\lambda s(\tau) - \mu\sigma(\tau)\} d\tau\right] \left\{ 1 + \frac{\lambda s(t) - \mu\sigma(t)}{\omega_1} \right\} + \right.$$

$$\left. + A_n \cos\left\{ \omega_c t + \omega_n t - \mu \int_0^t \sigma(\tau) d\tau \right\} \left\{ 1 + \frac{\omega_n - \mu\sigma(t)}{\omega_1} \right\} \right] \quad . \; 74a)$$

Onderstellen we nu, dat de amplitude van de storing klein is ten opzichte van de amplitude van het gewenschte signaal, dus $A_n \ll 1$. Dan is volgens 61) de stroom 74a) bij benadering gelijk aan

$$c_1 c_2 E_0 M \left[ 1 + \frac{\lambda s(t) - \mu\sigma(t)}{\omega_1} + A_n \left\{ 1 + \frac{\omega_n - \mu\sigma(t)}{\omega_1} \right\} \cos\left\{ \omega_n t - \right.\right.$$

$$\left.\left. - \lambda \int_0^t s(\tau) d\tau \right\}\right] . \cos\left[ \omega_c t + \int_0^t \{\lambda s(\tau) - \mu\sigma(\tau)\} d\tau + A_n \left\{ 1 + \right.\right.$$

$$\left.\left. + \frac{\omega_n - \mu\sigma(t)}{\omega_1} \right\} \sin\left\{ \omega_n t - \lambda \int_0^t s(\tau) d\tau \right\}\right] \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 74b)$$

De detector levert nu een laagfrequente spanning

$$\frac{c_1 c_2 c_3 E_0 M}{\omega_1}\left[\lambda s(t) - \mu\sigma(t) + A_n\{\omega_1 + \omega_n - \mu\sigma(t)\}\cos\left\{\omega_n t - \right.\right.$$

$$\left.\left. - \lambda\int_0^t s(\tau)\,d\tau\right\}\right] \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 75a)$$

Van deze spanning wordt weder een fractie $\eta$ aan den localen oscillator toegevoerd. De frequentie van dezen oscillator varieert evenredig met deze van den detector toegevoerde spanning, dus

$$\frac{c_1 c_2 c_3 c_4 \eta E_0 M}{\omega_1}\left[\lambda s(t) - \mu\sigma(t) + A_n\{\omega_1 + \omega_n - \mu\sigma(t)\}\cos\{\omega_n t - \right.$$

$$\left. - \lambda\int_0^t s(\tau)\,d\tau\}\right] = \mu\sigma(t) \quad . \; . \; . \; . \; . \quad 76a)$$

Stel weder $\frac{c_1 c_2 c_3 c_4 \eta E_0 M}{\omega_1} = m$. Dan gaat 76a) over in

$$m\lambda s(t) - m\mu\sigma(t) + mA_n\{\omega_1 + \omega_n - \mu\sigma(t)\}\cos\left\{\omega_n t - \lambda\int_0^t s(\tau)\,d\tau\right\} =$$

$$= \mu\sigma(t)\,,$$

dus

$$\mu\sigma(t) = \frac{m}{1+m}\left[\lambda s(t) + A_n\{\omega_1 + \omega_n - \mu\sigma(t)\}\cos\left\{\omega_n t - \lambda\int_0^t s(\tau)\,d\tau\right\}\right].$$

Vervangt men nu in het tweede lid $\mu\sigma(t)$ door $\frac{m}{1+m}\lambda s(t)$, d.i. de waarde, die $\mu\sigma(t)$ aanneemt in het geval zonder storing, dan is dit een toelaatbare benadering, daar deze term vermenigvuldigd wordt met de kleine grootheid $A_n$. Dan is

$$\mu\sigma(t) = \frac{m}{1+m}\left[\lambda(s)t + A_n\left\{\omega_1 + \omega_n - \frac{m}{1+m}\lambda s(t)\right\}\cos\left\{\omega_n t - \right.\right.$$

$$\left.\left. - \lambda\int_0^t s(\tau)\,d\tau\right\}\right] \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 77a)$$

De luidsprekerspanning is hiermee evenredig; $\lambda s(t)$ stelt het gewenschte signaal voor; de volgende term de storing. De uitdrukking voor de storing komt overeen met 67), als men hierin $\mu = -\frac{m}{1+m}\lambda$ stelt. Voor een continu geruischspectrum volgt dus de storingsenergie uit 68):

$$\omega_a N^2 \left\{ \frac{1}{3}\omega_a^2 + \omega_1^2 + \frac{1}{(1+m)^2}\lambda^2 \overline{s^2} \right\}, \quad . \quad . \quad . \quad 80)$$

dus bij sinusvormige modulatie van het gewenschte signaal:

$$\omega_a N^2 \left\{ \frac{1}{3}\omega_a^2 + \omega_1^2 + \frac{1}{2(1+m)^2}(\Delta\omega)^2 \right\}, \quad . \quad . \quad . \quad 81)$$

terwijl voor het gewenschte signaal de energie evenredig is met $\frac{1}{2}(\Delta\omega)^2$. De storingsenergieverhouding is dus

$$2\omega_a N^2 \left\{ \frac{1}{3}\left(\frac{\omega_a}{\Delta\omega}\right)^2 + \left(\frac{\omega_1}{\Delta\omega}\right)^2 + \frac{1}{2(1+m)^2} \right\} \quad . \quad . \quad . \quad 82)$$

Door frequentietegenkoppeling is dus alleen de wisselwerkingsterm kleiner geworden (vermenigvuldigd met $\frac{1}{(1+m)^2}$); de voornaamste term, $\left(\frac{\omega_1}{\Delta\omega}\right)^2$, afkomstig van de door de storingen veroorzaakte amplitudemodulatie, is onveranderd gebleven. Doch $\Delta\omega$ is de frequentievariatie van het ontvangen signaal; de momenteele frequentie van het middenfrequente signaal, dat aan den detector wordt toegevoerd, volgt uit 73) en is

$$\omega_m = \omega_c + \lambda s(t) - \mu\sigma(t).$$

Doch $\mu\sigma(t) = \frac{m}{1+m}\lambda s(t)$, dus

$$\omega_m = \omega_c + \lambda s(t) - \frac{m}{1+m}\lambda s(t) = \omega_c + \frac{1}{1+m}\lambda s(t) \quad . \quad . \quad 83)$$

De middenfrequente frequentievariatie is dus $\frac{1}{1+m}\lambda s(t)$ of, bij sinusvormige modulatie, $\frac{\Delta\omega}{1+m}\cos pt$. De amplitude van deze frequentievariatie is dus door de frequentietegenkoppeling vermenigvuldigd met $\frac{1}{1+m}$. Daardoor kan men ook $\omega_1$ (fig. 4)

$1+m$ maal zoo klein nemen, dus het punt $\omega_c$ in fig. 4 naar links verschuiven, waardoor het gewenschte signaal niet, de storing daarentegen wel $1+m$ maal verzwakt wordt (de helling van de lijn, die de admittantie van den frequentiedetector voorstelt, is zonder invloed op de storingsenergieverhouding, en heeft alleen invloed op de gevoeligheid van het ontvangtoestel). Vervangt men dus in 82) $\omega_1$ door $\dfrac{\omega_1}{1+m}$, dan wordt de storingsenergieverhouding

$$2\,\omega_a N^2 \left\{\frac{1}{3}\left(\frac{\omega_a}{\Delta\omega}\right)^2 + \frac{1}{(1+m)^2}\left(\frac{\omega_1}{\Delta\omega}\right)^2 + \frac{1}{2(1+m)^2}\right\} \tag{84}$$

Door doelmatige constructie van het ontvangtoestel kan men $m$ zoo groot maken, dat in 84) de eerste term overweegt. Dan heeft men dus practisch dezelfde storingsenergieverhouding bereikt als bij de detectiemethode met amplitudebegrenzer, en wordt deze bepaald door $\dfrac{\omega_a}{\Delta\omega}$.

## XIV. *Samenvatting.*

Bij een sinusvormig moduleerend laagfrequent signaal en een geruischstoring, waarvan de amplitude klein is ten opzichte van de amplitude van de gewenschte draaggolf, en volledige modulatie der zenders, is de storingsenergieverhouding bij frequentie-

| | |
|---|---|
| *Geen begrenzer of tegenkoppeling* | |
| *a* enkelvoudige detector | $\frac{1}{3}\left(\frac{\omega_a}{\Delta\omega}\right)^2 + \left(\frac{\omega_1}{\Delta\omega}\right)^2 + \frac{1}{2}$ |
| *b* balansdetector | $\frac{1}{3}\left(\frac{\omega_a}{\Delta\omega}\right)^2 + \frac{1}{2}$ |
| *met begrenzer,* enkelvoudige detector of balansdetector | $\frac{1}{3}\left(\frac{\omega_a}{\Delta\omega}\right)^2$ |
| *met frequentietegenkoppeling* | |
| *a* enkelvoudige detector | $\frac{1}{3}\left(\frac{\omega_a}{\Delta\omega}\right)^2 + \frac{1}{(1+m)^2}\left(\frac{\omega_1}{\Delta\omega}\right)^2 + \frac{1}{2(1+m)^2}$ |
| *b* balansdetector | $\frac{1}{3}\left(\frac{\omega_a}{\Delta\omega}\right)^2 + \frac{1}{2(1+m)^2}$ |

modulatie gedeeld door de storingsenergieverhouding bij amplitudemodulatie, voor de verschillende besproken detectiemethoden in bijgaande tabel weergegeven.

## XV. *De invloed van storingen met groote amplitude.* [1] [2]

Is de amplitude van het storende signaal niet meer klein ten opzichte van de amplitude van het gewenschte signaal, dan moet men in plaats van de benadering 61) de exacte formule 60) toepassen.

We onderstellen een ontvanger met amplitudebegrenzer, en een sinusvormig storend signaal met de frequentie $\omega_c + \omega_n$. Het ontvangen signaal is de som van het gewenschte signaal

$$E_o \cos\left\{\omega_c t + \lambda \int_0^t s(\tau)\, d\tau\right\} \text{ en de storing } E_o A_n \cos(\omega_c + \omega_n)\, t.$$

Volgens 60) is deze som

$$E_o \sqrt{1 + A_n^2 + 2 A_n \cos\left\{\omega_n t - \int_0^t s(\tau)\, d\tau\right\}} \cos\left[\omega_c t + \lambda \int_0^t s(\tau)\, d\tau + \right.$$

$$\left. + \operatorname{arctg} \frac{A_n \sin\left\{\omega_n t - \lambda \int_0^t s(\tau)\, d\tau\right\}}{1 + A_n \cos\left\{\omega_n t - \lambda \int_0^t s(\tau)\, d\tau\right\}}\right] \quad . \quad . \quad . \quad 85)$$

De amplitudebegrenzer verandert den factor onder het wortelteeken in een constante; de frequentiedetector voert aan den daarop volgenden detector een spanning toe, die volgens 44) evenredig is met

---

[1]) Crosby, Frequency modulation noise characteristics, Proc. I. R. E. **25**, 472—514, 1937.

[2]) Chaffee, l.c.

$$\cos\left[\omega_c t+\lambda\int_0^t s(\tau)\,d\tau+arctg\frac{A_n \sin\left\{\omega_n t-\lambda\int_0^t s(\tau)\,d\tau\right\}}{1+A_n\cos\left\{\omega_n t-\lambda\int_0^t s(\tau)\,d\tau\right\}}\right].$$

$$\cdot\left[1+\frac{1}{\omega_1}\left[\lambda s(t)+A_n\left\{\omega_n-\lambda s(t)\right\}\frac{A_n+\cos\left\{\omega_n t-\lambda\int_0^t s(\tau)\,d\tau\right\}}{1+A_n^2+2A_n\cos\left\{\omega_n t-\lambda\int_0^t s(\tau)\,d\tau\right\}}\right]\right] \qquad 86)$$

Na detectie verkrijgt men hieruit een signaal, evenredig met

$$\lambda s(t)+A_n\left\{\omega_n-\lambda s(t)\right\}\frac{A_n+\cos\left\{\omega_n t-\lambda\int_0^t s(\tau)\,d\tau\right\}}{1+A_n^2+2A_n\cos\left\{\omega_n t-\lambda\int_0^t s(\tau)\,d\tau\right\}}\,,\quad . \quad 87)$$

waarvan de eerste term, nl. $\lambda s(t)$, het gewenschte signaal, en de tweede term de storing aangeeft. De breuk is maximaal, als $\cos\left\{\omega_n t-\lambda\int_0^t s(\tau)\,d\tau\right\}=-1$; op deze oogenblikken is de storing

$$\frac{A_n\left\{\omega_n-\lambda s(t)\right\}}{A_n-1}. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 88)$$

Is $A_n$ ongeveer $1$, dus zijn de amplituden van het gewenschte signaal en de storing ongeveer even groot, dan is 88) zeer groot; voor $A_n=1$ wordt 88) $\infty$.

Dit resultaat is ook als volgt in te zien. [1])

Vervang in 60) $x$ door $\alpha t$ en $y$ door $\beta t$. Dan vindt men:

$$a\cos\alpha t+b\cos\beta t=\sqrt{a^2+b^2+2ab\cos(\alpha-\beta)\,t}\,\cos\left\{\alpha t-\right.$$

[1]) Salpeter, Zur Erklärung der Zweiwelligkeit von Schwingungen in gekoppelten Kreisen, Jahrb. d. Drahtl. Tel. **13**, 385—390, 1919.

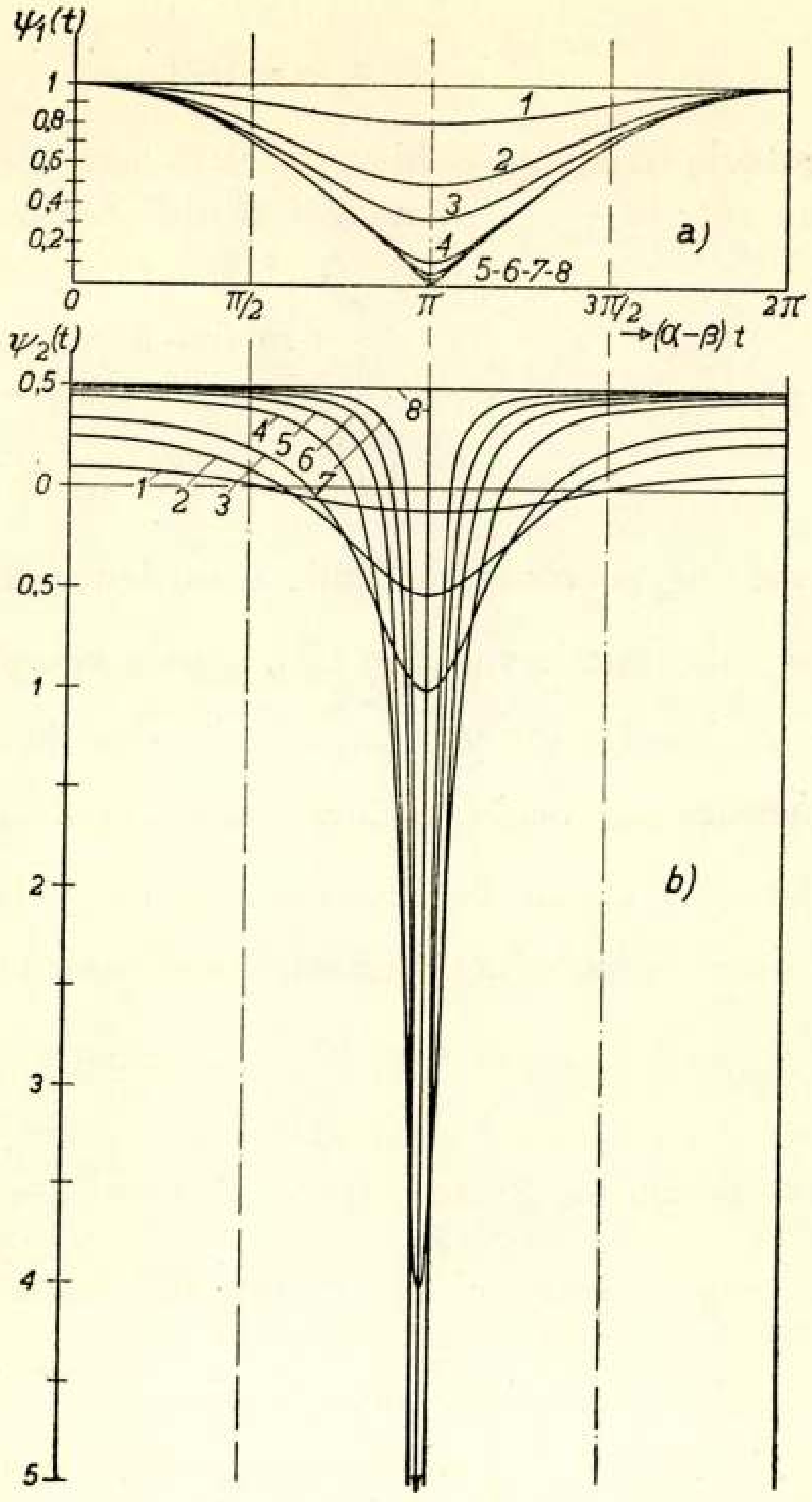



Fig. 13.

$$F(t)=a\cos\alpha t+b\cos\beta t=\sqrt{a^2+b^2+2ab\cos(\alpha-\beta)t}\,\cos\left\{\alpha t-\operatorname{arc\,tg}\frac{b\sin(\alpha-\beta)t}{a+b\cos(\alpha-\beta)t}\right\}.$$

a). De momenteele amplitude van $F(t)$ is

$$\sqrt{a^2+b^2+2ab\cos(\alpha-\beta)t}=(a+b)\,\psi_1\left\{(\alpha-\beta)t\right\}.$$

b). De momenteele frequentie van $F(t)$ is

$$\omega_m=\alpha-(\alpha-\beta)\frac{b}{a}\,\frac{\frac{b}{a}+\cos(\alpha-\beta)t}{1+\left(\frac{b}{a}\right)^2+2\frac{b}{a}\cos(\alpha-\beta)t}=\alpha-(\alpha-\beta)\,\psi_2\left\{(\alpha-\beta)t\right\}$$

| | | | |
|---|---|---|---|
| 1. $\frac{b}{a}=0{,}1$; | 3. $\frac{b}{a}=0{,}5$; | 5. $\frac{b}{a}=0{,}9$; | 7. $\frac{b}{a}=0{,}98$; |
| 2. $\frac{b}{a}=0{,}3$; | 4. $\frac{b}{a}=0{,}8$; | 6. $\frac{b}{a}=0{,}95$; | 8. $\frac{b}{a}=1$. |

$$-\operatorname{arctg}\frac{b\sin(\alpha-\beta)t}{a+b\cos(\alpha-\beta)t}\Big\} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 89)$$

De momenteele frequentie hiervan verkrijgt men door het argument van $\cos\{------\}$ naar $t$ te differentieeren:

$$\omega_m = \alpha - (\alpha-\beta)\frac{b}{a}\frac{\frac{b}{a}+\cos(\alpha-\beta)t}{1+\left(\frac{b}{a}\right)^2+2\frac{b}{a}\cos(\alpha-\beta)t} \quad . \quad . \quad . \quad 90)$$

Berekent men $\omega_m$ voor verschillende waarden van $\frac{b}{a}$, dan verkrijgt men $\omega_m$ als functie van den tijd, zooals voorgesteld in fig. 13 b. Voor $a=b$ volgt uit 90): $\omega_m = \frac{\alpha+\beta}{2}$, dus het gemiddelde van de frequenties der beide trillingen. Doch op de oogenblikken, dat $\cos(\alpha-\beta)t = -1$ neemt de breuk in 90) de gedaante $\frac{0}{0}$ aan. Wat er op deze oogenblikken gebeurt, ziet men uit

$$\cos\alpha t + \cos\beta t = 2\cos\frac{\alpha+\beta}{2}t\cos\frac{\alpha-\beta}{2}t \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 91)$$

Op de oogenblikken, dat $\cos(\alpha-\beta)t = -1$ is $\cos\frac{\alpha-\beta}{2}t = 0$ en keert $\cos\frac{\alpha-\beta}{2}t$ dus van teeken om. De trilling 91) heeft dus zijn nulpunten op gelijke afstanden, gegeven door $\cos\frac{\alpha+\beta}{2}t=0$, doch keert van teeken om als $\cos\frac{\alpha-\beta}{2}t=0$. Dit plotselinge omkeeren van teeken wordt uitgedrukt door $\omega_m = \infty$ op deze oogenblikken, terwijl $\omega_m$ overigens constant gelijk de gemiddelde frequentie is. Doch als $\omega_m$ oneindig wordt, is de amplitude van 89) nul, (fig. 13a) en geeft dit verschijnsel geen practische moeilijkheden. Want ook in 85) wordt op deze oogenblikken de amplitude nul, ook na den amplitudebegrenzer, die trillingen beneden de drempelwaarde onaangetast laat.

Door den frequentiedetector wordt een frequentievariatie omgezet in een er mee evenredige amplitudevariatie. Deze amplitudevariatie wordt dus ook door fig. 13b voorgesteld, als men langs de ordinatenas in plaats van een frequentieschaal een amplitudeschaal uitzet. Doch een momenteele frequentie-uitwijking grooter dan $\omega_1$ wordt door de kringen, die aan den fre-

quentiedetector voorafgaan, slechts verzwakt doorgelaten; bovendien werkt een frequentiedetector met een karakteristiek als in fig. 4 niet meer volledig, als de frequentie-uitwijking grooter dan $\omega_I$ is. Daardoor zullen in het laagfrequente gedetecteerde signaal de amplituden, grooter dan overeenkomende met $\Delta\omega = \omega_I$, practisch niet voorkomen, en zal, ook als de amplitude der storing ongeveer even groot is als die van het gewenschte signaal, de amplitude der gedetecteerde storing niet grooter zijn dan de amplitude van het gewenschte signaal.

Is de amplitude van het ontvangen storende signaal grooter dan die van het ontvangen gewenschte signaal, dan verwisselen beide signalen van rol en wordt niet de storing door het gewenschte signaal, maar het gewenschte signaal door de storing onderdrukt.

Uit fig. 13b volgt nog, dat bij groote storingsamplitude de gedetecteerde laagfrequente storingsspanning niet sinusvormig is. Een storing, waarvoor de verschilfrequentie $\omega_n$ kleiner dan $\frac{1}{2}\omega_a$ is, geeft harmonischen, waarvan de frequenties kleiner dan $\omega_a$ zijn; bij grooter $\omega_n$ zijn de frequenties van de harmonischen grooter dan $\omega_a$ en dus niet waar te nemen. De componenten van een continu geruischspectrum met groote amplitude geven dus een laagfrequente storingsspanning, die niet meer evenredig is met $\omega_n$, doch bij toenemende amplitude der storing voor kleine waarden van $\omega_n$ sneller toeneemt dan voor grootere waarden van $\omega_n$ (fig. 14).

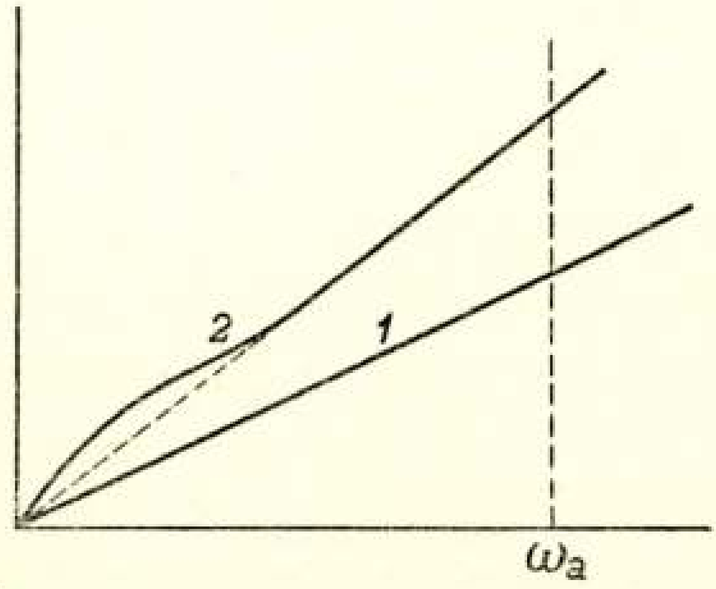



Fig. 14.

Amplitude van de gedetecteerde storingscomponenten als functie van het frequentieverschil $\omega_n$ tusschen draaggolf en storingscomponent; *1.* bij kleine amplitude der storingen.; *2.* bij groote amplitude der storingen.

Daar de ontvanger bij de frequentie $\omega_a$ niet scherp afsnijdt, vertoont kromme *2* practisch geen discontinuiteiten, doch heeft kwalitatief een verloop als in de figuur aangegeven.

## XIV. *Vergelijking van den invloed van storingen bij amplitudemodulatie en bij frequentiemodulatie.*

Op grooten afstand van een zender wordt de veldsterkte in het algemeen kleiner, terwijl de storingen, veroorzaakt door geruisch, luchtstoringen, storingen door andere electrische apparaten en door andere zenders, dezelfde blijven. Voor een behoorlijke ontvangst is het noodig, dat de amplitude van het gewenschte signaal, door den luidspreker geleverd, minstens 100 maal zoo groot, de energie dus 10.000 maal zoo groot is als die van de storingen. De modulatiemethode, waarbij de storingsenergieverhouding het kleinst is, is te prefereeren. We willen daarom de storingsenergieverhouding voor beide modulatiemethoden vergelijken: *A* voor *geruischstoringen*; *B* voor *luchtstoringen* enz.; *C* voor *storingen door andere zenders.* Hierbij nemen we aan, dat zoowel de frequentie- als de amplitudegemoduleerde zender zoo diep mogelijk gemoduleerd zijn, d.w.z. dat voor de sterkste passages in de muziek of in de spraak bij den amplitudegemoduleerden zender $m = 1$ in formule (3), en voor den frequentiegemoduleerden zender $\Delta\omega = \omega_r$. Men merke hierbij op, dat bij amplitudemodulatie de modulatiediepte een eigenschap van de uitgezonden trilling is, terwijl de aequivalente grootheid bij frequentiemodulatie niet te constateeren is aan de uitgezonden trilling, doch mede bepaald wordt door de constructie van den ontvanger. Verder nemen we aan, dat beide ontvangers de modulatiefrequenties beneden $\omega_a$ alle gelijkmatig weergeven en die boven $\omega_a$ volkomen onderdrukken. We onderstellen de ontvangers ideaal, in het bijzonder, dat de frequentiedetector in den frequentiemodulatie-ontvanger een rechte karakteristiek bezit (fig. 4) met $\omega_r = \Delta\omega$.

### A. *Geruischstoringen.*

Volgens 67) geeft frequentiemodulatie $\frac{1}{3}\left(\frac{\omega_a}{\Delta\omega}\right)^2$ van de storingsenergie, die ontstaat bij amplitudemodulatie, mits de storingsamplitude klein is ten opzichte van de amplitude van het gewenschte signaal. Kiest men $\Delta\omega = 10\,\omega_a$, hetgeen een practische waarde is, dan is $\frac{1}{3}\left(\frac{\omega_a}{\Delta\omega}\right)^2 = \frac{1}{300}$. De amplitude der storing is dan bij frequentiemodulatie $\frac{1}{17}$ van die bij amplitude-

modulatie. Kiest men $\Delta\omega$ grooter, dan wordt deze verhouding nog gunstiger. Maar bij grooter $\Delta\omega$ wordt ook de amplitude van de storing aan den ingang van den frequentiedetector grooter. Wordt deze amplitude vergelijkbaar met de amplitude van het gewenschte signaal, dan gaan de voordeelen van frequentiemodulatie grootendeels verloren.

De gemiddelde amplitude van een geruisch is evenredig met den wortel uit de bandbreedte; bij amplitudemodulatie is dus deze gemiddelde amplitude evenredig met $\sqrt{\omega_a}$; bij frequentiemodulatie is deze gemiddelde amplitude aan den ingang van den frequentiedetector evenredig met $\sqrt{\Delta\omega}$. De effectieve waarde van de storingsspanning aan den ingang van den frequentiedetector bij frequentiemodulatie is dus $\sqrt{\frac{\Delta\omega}{\omega_a}}$ maal zoo groot als de effectieve waarde van de storingsspanning op den detector bij amplitudemodulatie. Men kan practisch aannemen, dat de maximale waarden van een geruischspanning ongeveer *13 db* (d.i. ongeveer een factor *4,5*) grooter zijn dan de effectieve waarde; bij een sinusvormige spanning is de maximale waarde *3 db* grooter dan de effectieve waarde. Is dus de effectieve waarde van een geruischspanning *10 db* (d.i. een factor $\sqrt{10}$) kleiner dan de effectieve waarde van een sinusvormige spanning, dan zijn de maximale waarden van beide spanningen practisch even groot. Is dus de effectieve waarde van de geruischspanning aan den ingang van den frequentiedetector *10 db* kleiner dan de effectieve waarde van het gewenschte frequentiegemoduleerde signaal, dan is de grens bereikt, waarbij frequentiemodulatie gunstiger is dan amplitudemodulatie. Doch dan is bij amplitudemodulatie de effectieve waarde van de storing $\frac{1}{\sqrt{10}} \cdot \sqrt{\frac{\omega_a}{\Delta\omega}}$ van de effectieve waarde van het gewenschte signaal. Is $\Delta\omega = 10\,\omega_a$, dan is deze factor $\frac{1}{10}$, en geeft frequentiemodulatie verbetering, als bij amplitudemodulatie de effectieve waarde van de storing minder dan $\frac{1}{10}$ is van de effectieve waarde van het gewenschte signaal. Uit experimenten [1] [2]) blijkt, dat practisch de geheele verbetering, gegeven door 70), bereikt wordt, als bij frequentiemodulatie de *amplitude van het sto-*

[1]) Crosby, l.c.

[2]) Chaffee, l.c.

*rende signaal* aan den ingang van den frequentiedetector *minder is dan de helft van de amplitude van het gewenschte signaal.* In dit opzicht zijn de resultaten van een ontvanger met amplitudebegrenzing en een ontvanger met frequentietegenkoppeling vrijwel gelijk. Kiest men $\frac{\Delta\omega}{\omega_a}$ grooter, dan is bij kleine storingen de verbetering ten opzichte van amplitudemodulatie wel grooter, doch heeft de storing eerder de waarde bereikt, waar geen verbetering meer optreedt.

Heeft de storingsspanning echter de waarde bereikt, waarbij frequentiemodulatie geen verbetering meer geeft ten opzichte van amplitudemodulatie, dan is bij amplitudemodulatie al reeds lang geen sprake meer van een bruikbare ontvangst.

### B. *Luchtstoringen en storingen door electrische apparaten (impulsstoringen).*

Voor deze storingen, die in het algemeen uit eenige op een impuls gelijkende stooten bestaan, is de invloed minder nauwkeurig in het algemeen aan te geven. Men kan echter althans kwalitatief de verschijnselen nagaan, door een storing te beschouwen, bestaande uit regelmatig terugkeerende impulsen. Deze kan men in een Fourier-reeks ontwikkelen, waarbij de amplituden der met gelijke frequentieverschillen opvolgende termen langzaam afnemen. Neemt men aan, dat in het door het ontvangtoestel doorgelaten frequentiegebied de amplituden dezer componenten constant zijn, hetgeen gewoonlijk wel bij benadering het geval is, dan is de effectieve waarde der storing weer evenredig met den wortel uit de bandbreedte; de phasen der verschillende componenten zijn nu echter niet meer willekeurig, doch zoodanig, dat op de oogenblikken van den impuls de componenten in phase zijn. De maximale waarde van de storing is dus evenredig met de bandbreedte. Bij gelijke effectieve waarde zijn de maximale waarden van impulsstoringen dus grooter dan die van geruischstoringen en heeft een impulsstoring sneller het niveau van het gewenschte signaal bereikt, waar frequentiemodulatie geen verbetering boven amplitudemodulatie geeft. Hier staat tegenover, dat gedurende een sterke impuls de frequentie-uitwijking grooter dan $\omega_l$ wordt en de frequentiedetector daardoor onwerkzaam wordt. Het gevolg is, dat men op die oogenblikken niets hoort (geen gewenscht signaal, maar ook geen storing), waardoor de storing toch minder hinderlijk is.

### C. *Storingen door andere zenders.* [1])

De beschreven voordeelen, die frequentiemodulatie geeft boven amplitudemodulatie, gelden voor alle soorten storingen, van welken aard ook, dus ook voor storingen door andere zenders. Bij het beschouwen van de storingen door andere zenders willen we ons beperken tot storingen, veroorzaakt door andere frequentiegemoduleerde zenders met dezelfde maximale frequentie-uitwijking $\Delta\omega$. Hierbij zijn vier gevallen te onderscheiden:

a. de storing wordt veroorzaakt door een zender met dezelfde draaggolffrequentie als de gewenschte zender;
b. het frequentieverschil der draaggolven van den gewenschten en den storenden zender ligt in het audiofrequente gebied;
c. dit frequentieverschil is grooter dan in het geval *b*, doch nog zoo klein, dat de gebieden der momenteele frequenties elkaar overlappen;
d. dit frequentieverschil is zoo groot, dat de gebieden der momenteele frequenties elkaar niet overlappen.

#### *a. De draaggolven van den gewenschten en den storenden zender hebben dezelfde frequentie.*

Fig. 15 geeft een voorstelling van het veld in het gebied tusschen twee zenders A en B, die dezelfde draaggolf gebruiken. Bij amplitude-modulatie kan men zender A zonder storingen door zender B ontvangen in dat gebied, waar het veld van zender A 100 maal zoo sterk is als dat van zender B, dus in het gebied AC. Evenzoo kan men zender B ongestoord ontvangen in het gebied BD. In het gebied CD is geen der zenders ongestoord te ontvangen. Bij frequentiemodulatie daarentegen kan men zender A reeds ongestoord ontvangen, als het veld van zender A tweemaal zoo sterk is als dat van zender B, dus in het gebied AE. Evenzoo kan men zender B ongestoord ontvangen in het gebied BF. Slechts in het gebied EF is geen der zenders storingsvrij te ontvangen. Experimenteel is gebleken, dat men in dit gebied EF als regel niet beide zenders door elkaar waarneemt, doch nu eens de eene, dan weer de andere, in tegenstelling met het geval van amplitudemodulatie. Het gebied EF zou desgewenscht te overbruggen zijn door gerichte

---

[1]) Weir, Field tests of frequency- and amplitude-modulation with ultrahigh frequency waves. Gen. El. Rev. **42**, 181—191 en 270—273, 1939.

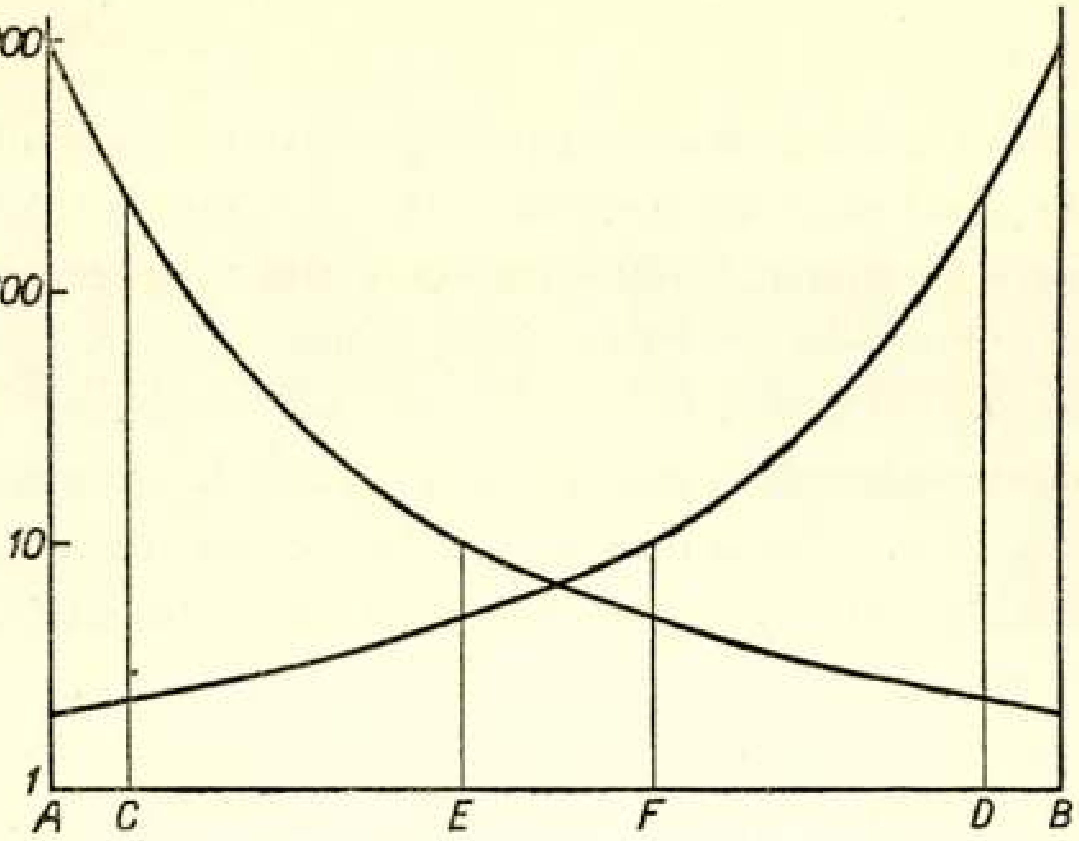



Fig. 15.

Het veld van twee zenders met dezelfde draaggolffrequentie in het gebied, gelegen tusschen deze twee zenders. De zenders zijn geplaatst in A en B. Bij amplitudegemoduleerde zenders storen deze elkaar niet in de gebieden AC en BD; bij frequentiegemoduleerde zenders storen deze elkaar niet in de gebieden AE en BF.

ontvangst toe te passen, waarbij de antenne het signaal uit de gewenschte richting slechts tweemaal zoo sterk behoeft door te geven als uit de ongewenschte richting.

*b. De frequenties der draaggolven van gewenschten en storenden zender verschillen een audiofrequent bedrag.*

Voor ongestoorde ontvangst is het in de eerste plaats noodig, dat de verschiltoon der draaggolven onhoorbaar is. Bij amplitudemodulatie is hiervoor een verhouding tusschen storend en gewenscht signaal noodig van minstens $\frac{1}{100}$, liever $\frac{1}{1000}$. Bij frequentiemodulatie is de verhouding van de hoorbare amplituden van storend en gewenscht signaal $\frac{A_n \omega_n}{\Delta \omega}$, waarbij $A_n$ de verhouding van de veldsterkten ter plaatse van ontvangst van den storenden en van den gewenschten zender en $\omega_n$ het frequentieverschil van de draaggolven der beide zenders is. Dus hoe grooter het frequentieverschil, des te kleiner storend signaal is toelaatbaar. Stelt men b.v. $\frac{A_n \omega_n}{\Delta \omega} = \frac{1}{1000}$ en $\Delta \omega = 10\, \omega_n$, dan is

$A_n = \frac{1}{100}$ en is slechts een klein gebied rondom den zender storingsvrij, n.l. het gebied, waar het veld van den gewenschten zender minstens 100 maal dat van den storenden zender is, doch is men toch nog in gunstiger omstandigheden dan bij amplitudemodulatie, waar $A_n$ hoogstens $\frac{1}{1000}$ mag zijn. Wil men een groot gebied bezetten met frequentiegemoduleerde zenders, dan zal men deze in een geïdealiseerd geval b.v. in de hoekpunten van gelijkzijdige driehoeken plaatsen (fig. 16). Iedere zender is dan omgeven

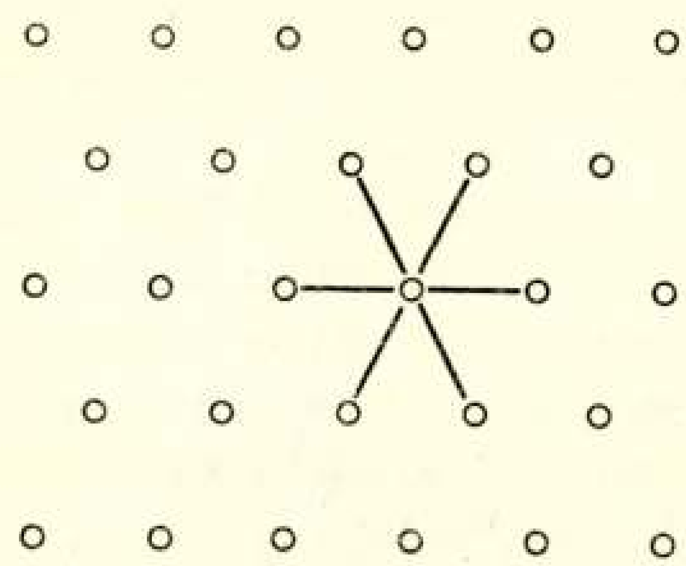


Fig. 16.

Regelmatige plaatsing der zenders. Iedere zender is omgeven door zes storende zenders op gelijke afstanden.

door zes andere zenders. De maximale storingsamplitude is dus zesmaal de storingsamplitude van één storenden zender. Met de bovengenoemde aannamen is voor storingsvrije ontvangst noodig, dat het veld van den gewenschten zender 600 maal dat van den storenden zender is en heeft men dus bijna niets gewonnen boven amplitudemodulatie.

c. *De frequenties der draaggolven van gewenschten en storenden zender verschillen meer dan een audiofrequent bedrag, doch de gebieden der momenteele frequenties overlappen elkaar.*

Het verschil der momenteele frequenties der beide zenders ligt gedurende een deel van den tijd in het hoorbare gebied. De hoogere audiofrequente verschillen, die blijkens de beschouwingen onder *b* de grootste storingen geven, komen vaker voor dan de lagere. Daar deze storingen echter slechts gedurende een deel van den tijd optreden, is hun invloed kleiner dan in geval *b*. Het practisch storingsvrije gebied rondom een zender zal evenwel ook in dit geval beperkt zijn.

*d. Het verschil van de frequenties der draaggolven van gewenschten en storenden zender is zoo groot, dat de gebieden der momenteele frequenties elkaar niet overlappen.*

De selectiemiddelen in het ontvangtoestel zijn in dit geval gemakkelijk zoo effectief te maken, dat de storende zenders geen invloed op den detector uitoefenen. Dit is dan ook behalve geval *a* de eenige mogelijke frequentieverdeeling, die een ongestoorde ontvangst waarborgt in een gebied, zeer veel grooter dan bij amplitudemodulatie.

## XVII. *Vergelijking van een stelsel van frequentiegemoduleerde zenders met een stelsel van amplitudegemoduleerde zenders.*

De bandbreedte, die door een amplitudegemoduleerden zender wordt ingenomen, is tweemaal de hoogste over te dragen frequentie. Bij een frequentieverschil der draaggolven van 9 kc/s kan men dus hoogstens 4500 c/s ongestoord overbrengen; wil men echter tot 15.000 c/s overbrengen, hetgeen voor een ideale overdracht noodig is, dan moet het frequentieverschil der draaggolven minstens 30 kc/s zijn. Bij frequentiemodulatie is de ingenomen bandbreedte vrijwel onafhankelijk van de hoogste over te dragen frequentie $\omega_a$, indien $\Delta\omega \gg \omega_a$, hetgeen ook noodig is om de voordeelen van frequentiemodulatie te bereiken. Een practische waarde is $\Delta\omega = 2\pi \times 100.000$ *c/s*. Bij frequentiemodulatie vervalt dus het bij amplitudemodulatie zoo hinderlijke compromis tusschen selectiviteit en kwaliteit, en kan de kwaliteit der weergave zonder eenig bezwaar tot het hoogste peil worden opgevoerd.

In het middengolfgebied (500—1500 kc/s) zijn slechts vijf frequentiegemoduleerde zenders onder te brengen. Hun draaggolffrequenties kunnen in een gebied ter grootte van b.v. Europa niet zonder bezwaar herhaald worden, wegens hun onderlinge storing. Het is dus niet mogelijk, de bestaande amplitudegemoduleerde zenders in het middengolfgebied te vervangen door een aantal frequentiegemoduleerde zenders, indien men den luisteraars dezelfde ontvangstmogelijkheden wil bieden.

In het kortegolfgebied is het echter anders. Onderstellen we b.v., dat een frequentiegebied van 40 tot 45 Mc/s voor omroep beschikbaar is. Men zou dit gebied kunnen gebruiken door er amplitude-gemoduleerde of frequentie-gemoduleerde zenders te plaatsen. We willen deze beide mogelijkheden vergelijken. In

beide gevallen denken we ons de zenders geplaatst als in fig. 16. In een practisch geval zal men hiervan wel eenigszins afwijken, doordat men rekening houdt met de bevolkingsdichtheid, de bodemgesteldheid, enz.

Bij amplitudemodulatie neemt men de frequentieafstanden der draaggolven b.v. 40 kc/s, rekening houdend met de inconstantheid van de frequenties van zender en ontvanger; bij frequentiemodulatie neemt men de frequentie-afstanden der draaggolven b.v. 200 kc/s. Bij amplitudemodulatie zijn dan vijf maal zooveel draaggolffrequenties beschikbaar als bij frequentiemodulatie. Doch als men bij amplitudemodulatie eenzelfde draaggolffrequentie op eenigen afstand herhaalt, wordt een groot deel van het tusschengelegen gebied gestoord; bij frequentiemodulatie is dit gestoorde gebied zeer klein. Bij frequentiemodulatie is een veldsterkte van ongeveer 20 $\mu$V/m voldoende om bij de ontvangst behoorlijk vrij te zijn van geruischstoringen; bij amplitudemodulatie is hiervoor ongeveer 350 $\mu$V/m noodig. Bij frequentiemodulatie kan men dus volstaan met minder zenders of met zenders van kleiner vermogen.

De zenders en ontvangers voor frequentiemodulatie behoeven niet veel gecompliceerder te zijn dan die voor amplitude-modulatie.

Rekening houdende met deze punten heeft Weir [1]) onder bepaalde vereenvoudigde aannamen de totale kosten berekend voor een stelsel van frequentiegemoduleerde zenders en voor een stelsel van amplitudegemoduleerde zenders, waarbij aan den luisteraar in beide gevallen dezelfde ontvangstmogelijkheden geboden worden. Hij komt daarbij tot de conclusie, dat het frequentiemodulatiestelsel slechts $\frac{1}{16}$ deel kost van het amplitudemodulatiestelsel. Daar de Europeesche omroeptoestanden wel wat afwijken van de Amerikaansche, zijn de beschouwingen van Weir niet zonder meer voor Europa geldig, doch de algemeene strekking is ongetwijfeld juist.

## XVIII. *Conclusies.*

De voornaamste practische conclusies, die uit de voorgaande beschouwingen te trekken zijn, kan men als volgt formuleeren.

1. In het middengolfgebied (500—1500 kc/s) geeft frequentiemodulatie geen practische voordeelen boven amplitudemodulatie, en verdient amplitude-modulatie de voorkeur.

---

[1]) Weir, l.c.

2. In het kortegolfgebied, in het bijzonder bij ongeveer 40 Mc/s, biedt frequentiemodulatie groote voordeelen boven amplitudemodulatie, nl.:
   *a.* minder storing door geruisch;
   *b.* minder storing door niet te sterke luchtstoringen en andere storingen met een impulsvormig karakter;
   *c.* minder storing door andere zenders;
   *d.* de mogelijkheid, de kwaliteit der weergave zoo hoog mogelijk op te voeren zonder de selectiviteit te schaden;
   *e.* men kan reeds goede ontvangst verkrijgen bij veel kleiner veldsterkte;
   *f.* een omroepstelsel met frequentiemodulatie is veel minder kostbaar dan een omroepstelsel met amplitudemodula tie, dat den luisteraar dezelfde ontvangstmogelijkheden biedt.
3. Om deze voordeelen te bereiken is het noodig:
   *a.* de frequentievariatie $\Delta\omega$ veel grooter te nemen dan de hoogste over te brengen frequentie $\omega_a$, b.v. $\Delta\omega = 10\,\omega_a$;
   *b.* de afstand der draaggolffrequenties minstens $2\Delta\omega$ te nemen;
   *c.* in den ontvanger een amplitudebegrenzer of frequentietegenkoppeling toe te passen;
   *d.* het laagfrequent gedeelte van den ontvanger, inclusief den luidspreker, zoodanig te construeeren, dat het geheele hoorbare frequentiegebied (tot b.v. 15000 c/s) gelijkmatig en vervormingsvrij wordt weergegeven.

27. 6. 40.

# GELIJKTIJDIGE ONTVANGST VAN EEN AANTAL STATIONS OP ÉÉN ANTENNE

door

Jhr. Ir. C. Th. F. VAN DER WIJCK

*Radiolaboratorium van het Staatsbedrijf der P. T. T. te 's-Gravenhage, Holland.*

*Voordracht gehouden voor het Nederlandsch Radio Genootschap op 4 October 1940.*

## *Inleiding.*

In een radio-ontvangbedrijf met een groot aantal verbindingen en een betrekkelijk klein aantal antennes worden als regel meerdere ontvangers op één antenne aangesloten. Het parallel schakelen van ontvangers en het gebruik van een antenne voor de gelijktijdige ontvangst van eenige stations met verschillende golflengten is vanuit een bedrijfsoogpunt aantrekkelijk. Dit meervoudig gebruik van een antenne voor uiteenloopende frequenties is, wat de antenne betreft, in de gevallen, dat zulks geschiedt, verantwoord. Van de meeste antennes en in het bijzonder van de ruitantennes, in de laatste jaren sterk in zwang gekomen, gaat de ontvangstkwaliteit buiten de frequentie, waarvoor ze zijn geprojecteerd, over een uitgestrekt frequentiegebied niet noemenswaard achteruit; bij ruitantennes zelfs over een band van eenige megahertz breedte. Een probleem ligt veeleer in de eigenlijke ontvangapparatuur en betreft de ontvangstgevoeligheid. De ontvangstgevoeligheid wordt bepaald door de gemiddelde signaalsterkte en het zwakste signaal, dat nog geregistreerd kan worden. Wanneer men een ontvanger beluistert, blijkt, behalve het signaal, eveneens stoorgeruisch aanwezig te zijn; de mate van stoorgeruisch geeft een benedenste grens voor het signaal, dat nog ontvangen kan worden. De verhouding signaal-stoorgeruisch is derhalve voor de ontvangtgevoeligheid maatgevend. Bij het

parallel schakelen van ontvangers op één antenne bestaat de mogelijkheid, indien althans geen speciale voorzorgen worden genomen, dat op de ontvangers méér stoorgeruisch ten opzichte van het signaal optreedt dan voor het geval, dat één enkele ontvanger op de antenne is aangesloten. Een dergelijke situatie is niet gewenscht; vooral indien de ontvangst inzinkingen vertoont en aan de verbinding bovendien zware eischen worden gesteld.

Een behoorlijke oplossing van dit probleem is eerst in den laatsten tijd mogelijk geworden door het verschijnen van zeer steile en ruischarme hoogfrequent-penthoden. Eenige interessante vraagstukken zijn hierbij naar voren gekomen, welke, buiten dit bijzondere geval, wellicht van belang zijn.

*Bronnen van het stoorgeruisch.*

Het stoorgeruisch vindt gedeeltelijk zijn oorsprong in de ontvangapparatuur zelve, namelijk in de afgestemde kringen en in de lampen en wordt verder — en wel in hoofdzaak — door de antenne geïntroduceerd.

1. *Stoorgeruisch van de ontvangapparatuur.*

De afgestemde kringen — hoofdzakelijk zijn deze de afgestemde roosterkringen der hoogfrequent lampen en in het bijzonder van de eerste hoogfrequent penthode — vertegenwoordigen voor een bepaald frequentiegebied ter weerzijden van de resonantie frequentie een Ohmschen weerstand, gelijk aan den parallelweerstand dezer kringen. Deze weerstand bevindt zich tusschen rooster en kathode van de penthode. Bij een Ohmschen weerstand treden door de thermische beweging der electronen spanningsfluctuaties tusschen de uiteinden op. Deze spanningsfluctuaties worden, na versterking en frequentietransformatie, aan den uitgang van den ontvanger als geruisch waargenomen; wanneer men de lineaire versterking van den ontvanger constant denkt, is de energie van dit ruischen evenredig met de waarde van den weerstand, i.c. van den sperweerstand van den kring, en met de bandbreedte van den ontvanger.

Het stoorgeruisch, afkomstig van de electronenbuizen, wordt veroorzaakt door de fluctuaties van den anodestroom, z.g. Schrot- of hageleffect. De anodestroom, gevormd door met uiteenloopende snelheden op de anode botsende electronen, is niet constant, doch varieert om een gemiddelde waarde; aldus ontstaan spanningsfluctuaties in de plaatketen en aan den uitgang van den ontvanger stoorgeruisch.

Men is gewoon het stoorgeruisch, in de lamp zelf geproduceerd, veroorzaakt te denken door het thermische geruisch van een weerstand, welke zich tusschen rooster en kathode bevindt; men spreekt van den ruischweerstand, zijnde een bij een bepaald lamptype en bepaalden anodestroom en steilheid behoorenden weerstand.

Alle ruischbronnen in het ontvangapparaat kan men derhalve in weerstanden tusschen de roosters en de kathoden van de lampen gezeteld denken. [1]) [2]) [3]) [5]) [8])

2. *Stoorgeruisch afkomstig van bronnen buiten de ontvangapparatuur.*

Indien zich geen buitengewone atmospherische omstandigheden, (onweer, hagel), welke met hevige storingen gepaard gaan, voordoen en geen incidenteele stoorbronnen (stofzuigers, industrieele bedrijven enz.) aanwezig zijn, blijkt toch een belangrijke hoeveelheid stoorgeruisch door de antenne te worden opgevangen.

Onder bijzondere atmospherische omstandigheden kan dit geruisch sterk aanzwellen, waarbij het somtijds een meer explosief karakter verkrijgt. [9]) [10])

A. *Ontvanger op een antenne aangesloten.*

Als eerste en eenvoudigste geval zal een enkele ontvanger, op een antenne aangesloten, worden beschouwd, waarbij de onderlinge sterkteverhoudingen van de ruischbronnen worden nagegaan.

De diverse ruischbronnen zijn niet cohaerent, zoodat de waarde van de totale energie van het stoorgeruisch aan den uitgang van den ontvanger gelijk is aan de som van de waarden van elk der stoorbronnen afzonderlijk. De ontvanger wordt gedacht als een hoogfrequent versterker met eenige trappen hoogfrequent versterking (fig. 1), waarna één of meermalen frequentietransformatie, teneinde de gewenschte eindselectiviteit te bereiken. Bijzondere voorzieningen in den ontvanger, begrenzers, drempels en sleutelinrichtingen, worden niet in deze beschouwingen opgenomen. De ontvanger is derhalve in wezen een lineaire versterker met een bepaalde bandbreedte.

1. *Stoorgeruisch van den 1en hoogfrequent trap en van de antenne.*

De spanning $V$, optredende tusschen de uiteinden van een Ohmschen weerstand ten gevolge van de thermische beweging

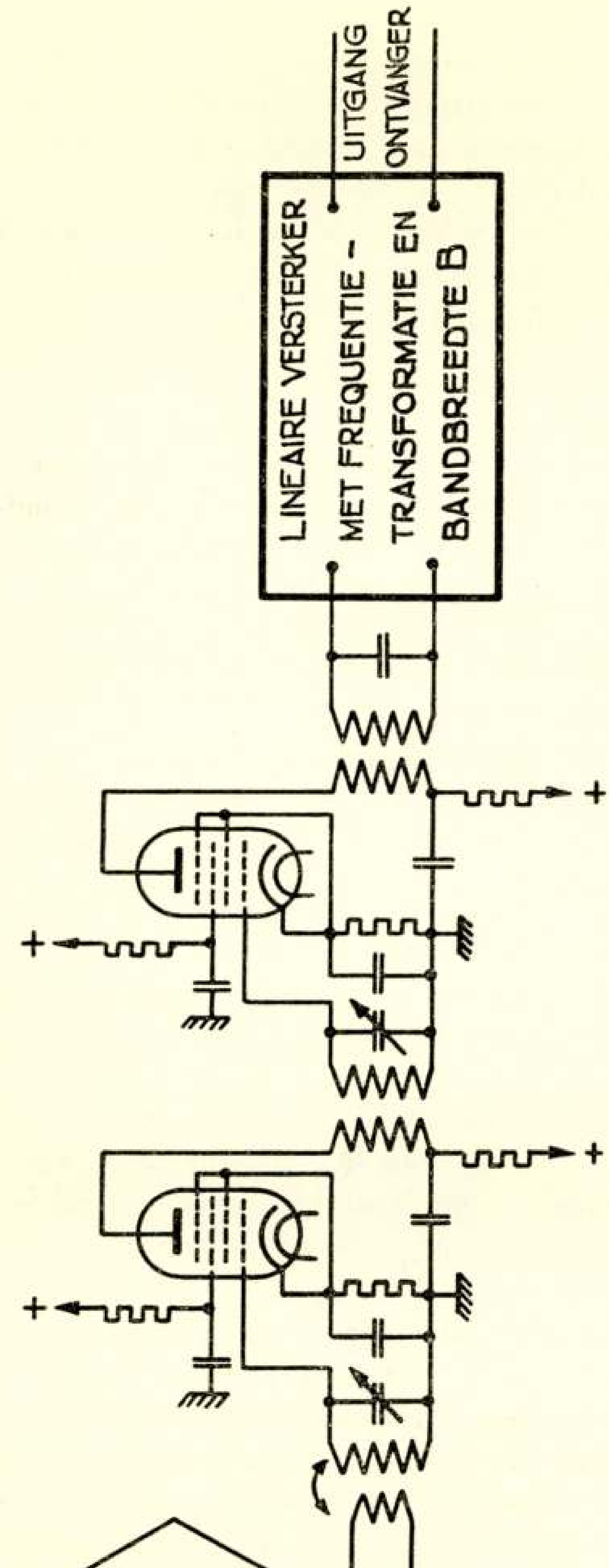

LINEAIRE VERSTERKER
MET FREQUENTIE -
TRANSFORMATIE EN
BANDBREEDTE B
UITGANG
ONTVANGER
HOOGFREQUENT VERSTERKER

FIG. 1

der electronen, kan men opgebouwd denken uit deelspanningen van frequenties, welke een continu spectrum vormen, zich uitstrekkende van 0 tot ver boven die van het radiogebied (ontwikkeling in een integraal van Fourier). [4]) In verband met energie-beschouwingen is het gemakkelijk te werken met de effectieve waarde van $V$ in het kwadraat, de gemiddelde waarde van het kwadraat van $V$, gemiddeld over een langen tijdsduur, $=\overline{V^2}$. Het blijkt, dat elk frequentie interval $\Delta\nu$ in bovengenoemd spectrum een gelijke bijdrage levert tot $\overline{V^2}$. [1]) [2]) [3]) [8])

De volgende uitdrukking bestaat voor $\Delta\overline{V^2}$: $\Delta\overline{V^2}=4kTR\Delta\nu$. Indien de antenne niet met den ontvanger is verbonden is de ruischenergie aan den uitgang van den ontvanger ten gevolge van het thermisch geruisch van den 1en afgestemden roosterkring:

$$E=4kTR_I U_I B \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

$R_I$ = parallel weerstand van den afgestemden roosterkring.
$T$ = absolute temperatuur.
$k$ = constante van Boltzmann.
$U_I$ = energie-versterking van den ontvanger tusschen het rooster van de 1e hoogfrequent penthode en den uitgang van den ontvanger.
$B$ = bandbreedte van den ontvanger.

Bij gekoppelde antenne wordt een extra hoeveelheid stoorgeruisch toegevoerd; de energie van dit stoorgeruisch is evenredig met $R_I U_I B$; men kan zich voorstellen, dat het antennegeruisch, wat de gemiddelde energie betreft, afkomstig is van een extra weerstand in serie en evenredig met $R_I$. Het totale stoorgeruisch van antenne + 1en roosterkring kan derhalve in dezen vorm worden geschreven:

$$E_T=4kT\gamma R_I U_I B \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Verschillende metingen door het Radiolaboratorium der P.T.T. te Nora en in het Zuiderpark verricht bij gelijke ruitantennes op verschillende tijdstippen leverden waarden voor $\gamma$ op, varieerende van 2 tot 3, onder normale atmospherische en locale omstandigheden. De waarde van $\gamma$ blijkt (voorloopig althans) niet sterk te veranderen, waaruit volgt, dat het „normale" geruisch betrekkelijk constant is (vgl. intusschen [9]) en [11])).

Voor de ruischenergie aan den uitgang van den ontvanger,

veroorzaakt door de fluctuaties in den anodestroom van de 1e hoogfrequent penthode, vindt men, op analoge wijze als voor [1]):

$$E_L = 4\,kTr_1\,U_1B \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; (3)$$

$r_1$ is de ruischweerstand van de 1e hoogfrequent penthode.

Het totale stoorgeruisch van den 1en hoogfrequent trap + antenne =

$$E_{T1} = 4\,kT(\gamma R_1 + r_1)\,U_1B \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; (4)$$

2. *Stoorgeruisch van den 2en hoogfrequent trap.*

Op gelijke wijze wordt voor de ruischenergie van den 2en hoogfrequent trap gevonden:

$$E_{T2} = 4\,kT(R_2 + r_2)\,U_2B \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; (5)$$

$R_2$, $r_2$ en $U_2$ hebben dezelfde beteekenis als in [1]), doch hebben betrekking op den 2en hoogfrequent trap. Als regel kan het geruisch van den 2en trap reeds verwaarloosd worden ten opzichte van dat van den 1en trap; bij de toestellen van het P.T.T.bedrijf is de spanningsversterking tusschen 1en en 2en hoogfrequent trap ruim 15 $\times$, dus

$$U_2 = \frac{U_2}{225}$$

$E_{T2}$ is dan een fractie van $E_{T1}$; (als regel is $R_2 = R_1$ en $r_2 = r_1$).

3. *De signaal-energie aan den uitgang van den ontvanger.*

Voor de signaal-energie kan worden geschreven:

$$E_S = SR_1U_1 \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; (6)$$

$S$ is een maat voor de signaal-energie door de antenne aan den feeder geleverd.

4. *Verhouding signaal-energie tot ruisch-energie.*

Voor de verhouding $P$ van signaal-energie tot ruisch-energie wordt gevonden:

$$P = \frac{SR_1U_1}{4\,kT(\gamma R_1 + r_1)\,U_1B} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; (7)$$

Teneinde deze verhouding zoo gunstig mogelijk te maken,

wordt $B$ zoo klein genomen als in verband met de seinsnelheid der telegrafiesignalen nog toelaatbaar is. Bij een seinsnelheid van 180 w/min. kan $B$ bv. 450 à 500 Hz worden genomen. Verder is het van belang $r_1$ klein te maken ten opzichte van $\gamma R_1$ Bij een modernen ontvanger is $R_1$ minstens $50000\ ohm$, $\gamma=2{,}5$; $r_1$ is bij de ruischvrije $EF$ 8 lampen $= 4000\ ohm$. Aan bovengenoemde voorwaarde is dus wel voldaan.

De verhouding $P$ wordt: $P=\dfrac{S}{4kT\gamma B}$ . . . . . . . (8)

De waarden van $r_1$ en $R_1$ zijn in de uitdrukking voor $P$ verdwenen.

*De sterkte van het stoorgeruisch, afkomstig van stoorbronnen buiten de ontvang-apparatuur ten opzichte van stoorbronnen in de ontvang-apparatuur zelve.*

Blijkens formule (1) is het stoorgeruisch van de 1e roosterketen en practisch van den geheelen ontvanger zonder antenne $=4kTR_1U_1B$.

Door de koppeling met de antenne nam dit bedrag met een factor $\gamma$ toe. De aansluiting van de antenne aan den ontvanger heeft tweeërlei gevolg; ten eerste wordt een hoeveelheid stoorgeruisch van buiten binnengevoerd; ten tweede vertegenwoordigt de antenne voor de 1e afgestemde roosterketen, dus voor deze stoorbron in den ontvanger, een belastingsweerstand. Bij goede aanpassing is deze belastingsweerstand, welke gedeeltelijk van thermischen aard, gedeeltelijk een stralingsweerstand is, gelijk aan den parallelweerstand van dezen kring. Indien geen uitwendige stoorvelden aanwezig waren en de belastingsweerstand van de antenne van zuiver thermischen aard was, zou de koppeling van de antenne het stoorgeruisch van den ontvanger tot op de helft doen dalen. In dit geval wordt de parallelweerstand $R_1$ van de 1e roosterketen geshunt met een gelijken weerstand $R_1$ van de antenne. Deze antenne-weerstand belast den parallelweerstand $R_1$, doch levert zelf eveneens thermische stoorenergie. Wanneer de antenneweerstand het karakter van een stralingsweerstand krijgt, werkt deze weerstand louter als een belasting, zonder dat energie terug wordt gegeven: de stoorenergie van den ontvanger daalt in dit geval tot op $^1/_4$ van de oorspronkelijke waarde, terwijl de 1e afgestemde keten door de antenne wordt „afgekoeld". Koppeling van een „passieve" antenne zou het stoorgeruisch minstens tot op de helft doen

verminderen. In werkelijkheid blijkt de aansluiting van de antenne het stoorgeruisch $2^1/_2 \times$ te vergrooten, althans bij het door ons onderzochte type ruitantennes; de conclusie, welke uit dit feit dient te worden getrokken, is deze, dat een overwegend deel van het stoorgeruisch (ruim $^4/_5$) van uitwendige stoorbronnen afkomstig is; dit stoorgeruisch bepaalt vrijwel geheel de ontvangstgevoeligheid.

De ontvangapparatuur zelf speelt derhalve, noch wat het lampengeruisch, noch wat het thermische geruisch betreft, een rol in dezen.

Rekening houdende met het voorafgaande, kan formule (1) worden geschreven:

$$E=(\beta+4kT\alpha)R_I U_I B \quad \ldots\ldots\ldots \quad (9)$$

$\beta$ is een maat voor het uitwendig stoorgeruisch en $\alpha$ voor het thermisch geruisch van antenne en 1e roosterketen tezamen, waarbij $\frac{1}{2}>\alpha>\frac{1}{4}$.

Formule (8) wordt dan: $$P=\frac{S}{(\beta+4\alpha kT)B}=\frac{S}{\beta B} \quad . \quad (10)$$

Behalve de bandbreedte $B$ heeft geen der grootheden betrekking op de ontvangapparatuur.

De verhouding $S/\beta$ is bij een bepaalde ontvangstconditie kenmerkend voor een bepaald antennetype; deze factor zou de „kwaliteitsfactor" van de antenne genoemd kunnen worden.

[11]) Dit artikel van Jansky, waarvan door omstandigheden eerst onlangs kennis werd genomen, was ons tijdens deze experimenten niet bekend.

Jansky heeft het antennegeruisch aan diverse antennes uitvoerig onderzocht en komt tot de conclusie, dat dit geruisch van interstellairen aard is en zijn oorsprong vindt in het Melkweg-stelsel.

De door ons gemeten waarden voor het antennegeruisch stemmen in het algemeen goed overeen met die in bovengenoemd artikel.

B. *Meerdere ontvangers op een antenne aangesloten*

Blijkens het voorgaande is de situatie bij een enkelen ont-

vanger, op een antenne aangesloten, qua toestelgeruisch, gunstig te noemen. Zonder speciale voorzieningen is zulks niet meer het geval, wanneer met één antenne meerdere ontvangers gelijktijdig worden verbonden.

*Directe parallelschakeling van de ontvangers op de antenne* (fig. 2)

Aan deze eenvoudige en voor de hand liggende methode zijn bezwaren verbonden. De feeders, welke vanaf het splitsingspunt naar de diverse ontvangers leiden, beïnvloeden elkander in dit

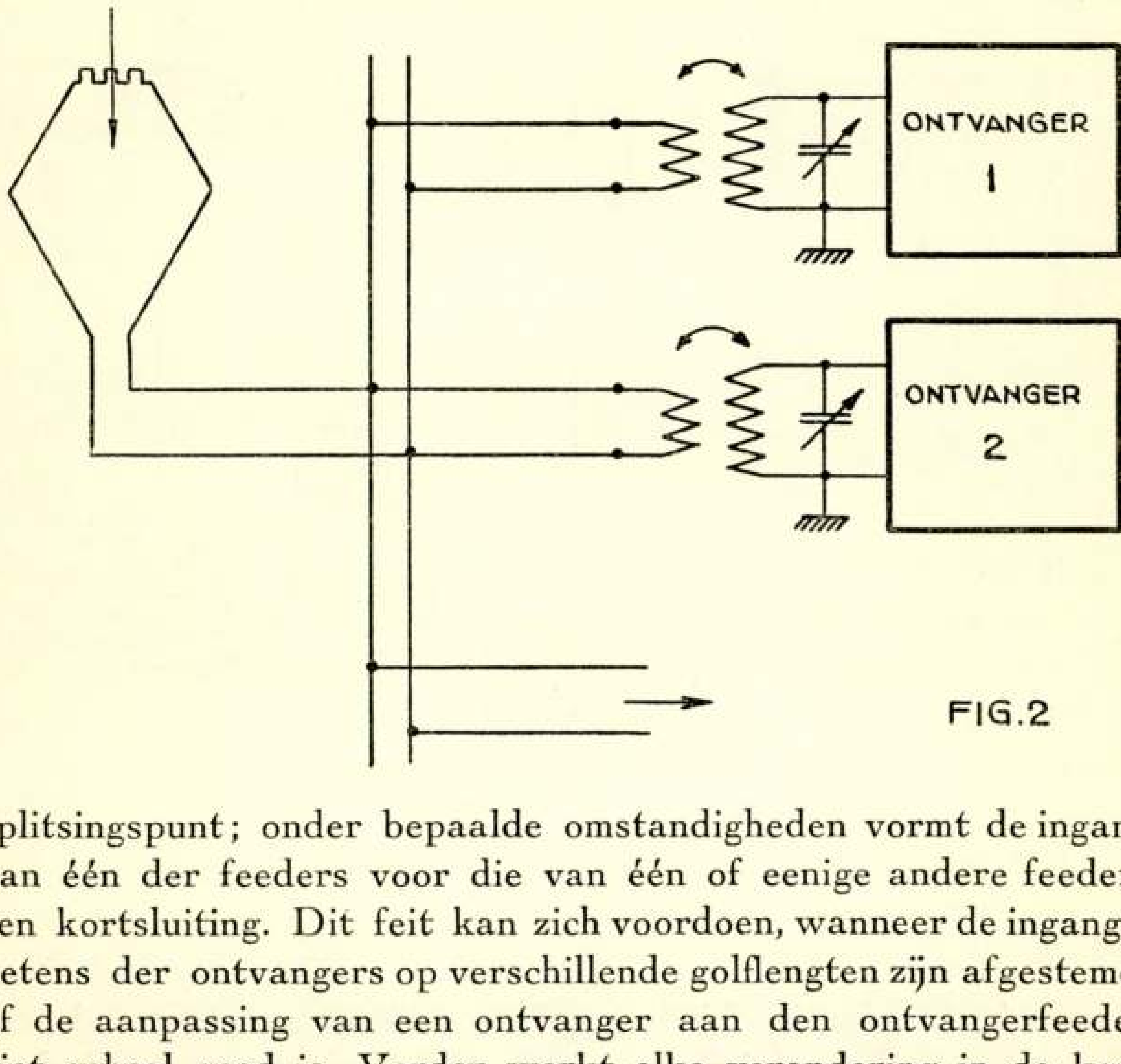



FIG.2

splitsingspunt; onder bepaalde omstandigheden vormt de ingang van één der feeders voor die van één of eenige andere feeders een kortsluiting. Dit feit kan zich voordoen, wanneer de ingangsketens der ontvangers op verschillende golflengten zijn afgestemd, of de aanpassing van een ontvanger aan den ontvangerfeeder niet geheel goed is. Verder werkt elke verandering in de koppeling of de afstemming van de eerste keten van een ontvanger terug op de roosterketens van de overige.

*Splitsversterkers*

Om bovengenoemde redenen worden de ontvangers op het splitsingspunt niet direct gekoppeld, doch met tusschenschakeling van een verdeel- of splitsversterker, waarbij de ontvangers onderling door lampen zijn gescheiden. (fig. 3).

De ingangstransformator, welke ten aanzien van het thermisch- en antennegeruisch een gelijke rol vervult als de afgestemde 1e roosterketen in geval A, dient nu echter voor een

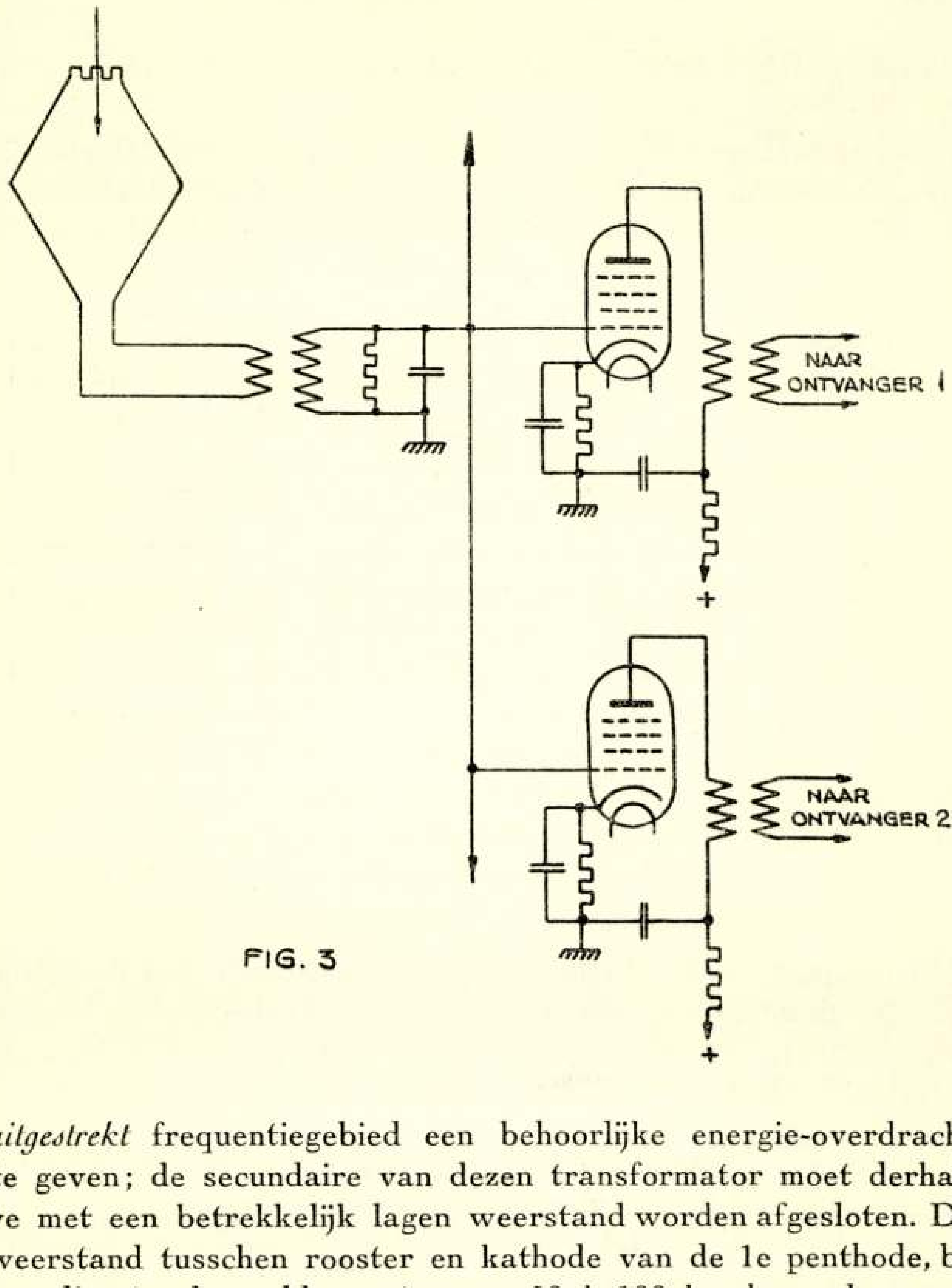



FIG. 3

*uitgestrekt* frequentiegebied een behoorlijke energie-overdracht te geven; de secundaire van dezen transformator moet derhalve met een betrekkelijk lagen weerstand worden afgesloten. De weerstand tusschen rooster en kathode van de 1e penthode, bij een direct gekoppelden ontvanger 50 à 100 k. ohm, zal nu verminderen tot 1000 ohm en lager. Het electronengeruisch van de penthoden in den splitsversterker (4000 ohm ruischweerstand) gaat dan echter een belangrijk gedeelte vormen van het totale stoorgeruisch, waardoor het totale stoorgeruisch niet onaanzienlijk toeneemt. De ontvangstgevoeligheid gaat bij een dergelijken scheidingsversterker merkbaar achteruit.

Het streven, de afsluitweerstand van de secundaire van den ingangstransformator te vergrooten is strijdig met het streven de bandbreedte te vermeerderen. Er doen zich hier twee problemen voor, welke niet onafhankelijk van elkander opgelost kunnen worden.

In de eerste plaats de vraag, in hoeverre de ruischweerstand van de lampen verlaagd kan worden en als tweede probleem, op welke wijze de splitversterker geconstrueerd moet worden, teneinde bij een bepaalde bandbreedte zoo hoog mogelijk te transformeeren.

Het eerste probleem ligt op het terrein van den lampenfabrikant. Gedurende de laatste jaren zijn lampen op de markt verschenen met een belangrijk kleineren ruischweerstand dan de tot dusver gebruikelijke. Dit is o.a. bereikt door de steilheid van de hoogfrequent penthode te verhoogen, zonder de anodestroom noemenswaard te vergrooten, De ruischweerstand is namelijk evenredig met den anodestroom en omgekeerd evenredig met het kwadraat van de steilheid. Tegenwoordig worden steilheden van 10 à 12 mA/V bereikt; de ruischweerstanden zijn dan van de orde van 600 à 800 ohm. Deze penthoden zijn de typen AF 100 van Telefunken en EFF 50 van Philips [7]; dit laatste fabrikaat bevat twee systemen in één ballon, hetgeen een bijzonder voordeel beteekent. (zie pag. 389)

Het tweede probleem, de dimensioneering van de ingangsketen, is eveneens belangrijk; zooals gezegd, staan de beide problemen niet los van elkaar. Een vermindering van ruischweerstand gaat namelijk gepaard met een belangrijke verhooging van de ingangscapaciteit van de penthode, waardoor beneden een bepaalden ruischweerstand geen winst meer wordt geboekt.

Een groote ingangscapaciteit is namelijk niet bevorderlijk voor het verkrijgen van een groote bandbreedte; van de bijzondere eigenschapen dezer steile lampen dient op de juiste wijze gebruik gemaakt te worden.

### *De ingangsketen en de ingangstrap van den splitsversterker* (fig. 4).

In den eenvoudigsten vorm is de ingangsketen een resonantie-transformator, waarbij de resonantiefrequentie der secundaire in het midden van den door te laten band ligt.

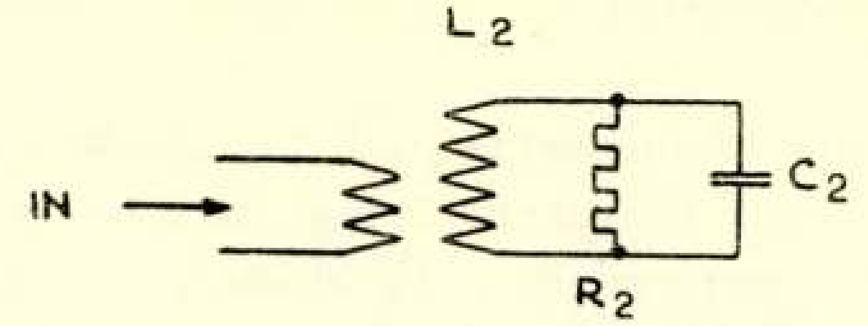



FIG. 4

De ingangsimpedantie aan de primaire zijde kan als de som van een reëel en een imaginair gedeelte worden geschreven, beide functies van $\omega$

$$\bar{Z}=R(\omega)+jX(\omega) \quad \ldots \ldots \quad (11)$$

$$jX(\omega)=-jR(\omega)\cdot\frac{1}{k^2}\cdot\frac{\omega}{\omega_r}\left[\frac{1}{g}\left\{1-(1-k^2)\cdot\frac{\omega^2}{\omega_r^2}\right\}-g(1-k^2)\cdot\right]+$$

$$+jR(\omega)\cdot\frac{1}{k^2}\cdot\frac{\omega_r}{\omega}\left[\frac{1}{g}\left\{1-(1-k^2)\cdot\frac{\omega^2}{\omega_r^2}\right\}\right]$$

$$g=\frac{\omega_r L_2}{R_2} \qquad k^2=\text{koppelfactor}$$

$$\omega_r^2=\frac{1}{L_2 C_2}$$

Bij filters met een beperkte relatieve bandbreedte en niet te kleine waarde van $k^2$ — in de splitsversterkers, waarvan hier sprake is, is zulks het geval — wordt deze uitdrukking:

$$jX(\omega)\approx -jR(\omega)\cdot\frac{1}{g}\left[\frac{\omega}{\omega_r}-\frac{\omega_r}{\omega}\right]$$

Uit deze formule blijkt, dat in een frequentiegebied ter weerszijden van de resonantiefrequentie, waarin $R(\omega)$ als constant beschouwd kan worden, het imaginair gedeelte $jX(\omega)$ bij benadering kan worden voorgesteld door de impedantie van een negatieve zelfinductie en een negatieve capaciteit in serie. De invloed van deze negatieve zelfinductie en capaciteit wordt opgeheven door een „echte" zelfinductie en capaciteit in serie met den resonantietransformator. De ingangsketen verkrijgt de gedaante van een halve $\pi$-sectie van een constant $-K$-filter (fig. 5).

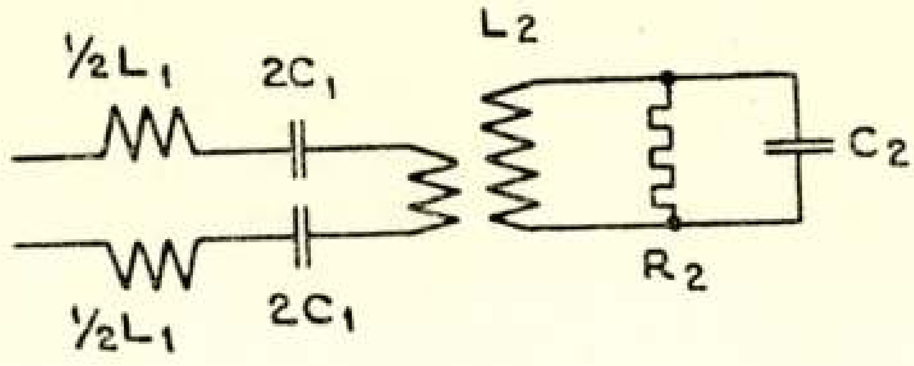



FIG. 5

De waarden van $L_1$ en $C_1$ zijn resp.

$$L_1 = R(\omega_1) \cdot \frac{1}{\omega_r} \cdot \frac{1}{g}$$
$$C_1 = \frac{g}{\omega_r \cdot R(\omega_1)} \quad \ldots \ldots \ldots (13)$$

$R(\omega_1)$= de waarde van $R(\omega)$ in bepaalde punten van het doorlaatgebied; in deze punten — b.v. de grenzen van het doorlaatgebied — is de opheffing van de negatieve elementen in het resonnantiefilter derhalve volkomen.

Bij de verdere discussie van de ingangsketen behoeft dan slechts het reëele gedeelte beschouwd te worden.

$$R(\omega) = R_2 k^2 u^2 \frac{g}{\left(\frac{\omega_r}{\omega} - \frac{\omega}{\omega_r}\right)^2 + g^2} \quad \ldots \ldots (14)$$

Voor $\omega = \omega_r$ is $R(\omega_r) = R_2 k^2 u^2$ $\qquad$ $k^2$ =koppelfactor
Voor $\omega \neq \omega_r$ is $R(\omega) < R(\omega_r)$ $\qquad$ $u^2$ =wikkelverhouding

Hoe kleiner de factor $\left(\frac{\omega_r}{\omega} - \frac{\omega}{\omega_r}\right)^2$ is ten opzichte van $g^2$ hoe geringer de vermindering van $R(\omega)$ ten opzichte van $R(\omega_r)$ voor een bepaalde waarde van $\omega$ zal zijn.

Uitgaande van een bepaalde tolerantie voor de variatie van $R(\omega)$ in het doorlaatgebied — b.v. een maximale verlaging van 20% — wordt een ruimer frequentiegebied bestreken, naarmate

$$g = \frac{\omega_r L_2}{R_2} = \frac{1}{\omega_r C_2 R_2}$$

grooter is.

$\omega_r$ is bepaald door het frequentiegebied.

$R_2$ wordt — bij het gebruik van penthoden met een ruisch-

weerstand van 600 ohm — niet lager genomen dan ongeveer 2000 ohm; met deze waarde is het lampgeruisch weder te verwaarloozen ten opzichte van het overige geruisch. Een grootere waarde van $g$ is dan nog mogelijk door $C_2$ te verminderen.

Op dit punt van de beschouwing kan een belangrijke conclusie worden getrokken; indien namelijk de splitsversterker is ingericht op de wijze, als juist geschetst in fig. 3 op pag. 374 — de splitsingslampen direct parallel met de ingangsketen gekoppeld — zal $C_2$ bij het gebruik van 4 splitsingslampen, mede in verband met de bedradingscapaciteiten, een waarde van $\pm$ 100 pF bezitten.

Met bovengenoemde waarde van $R_2$ en een max. variatie van 20% van $R(\omega)$ zal bij een frequentie van 15 MHz de bandbreedte 0,5 MHz bedragen, hetgeen in verband met het gebruik van b.v. ruitantennes niet veel is.

Men kan echter de splitsingslampen laten voorafgaan door een ingangslamp; het schema wordt als nevenstaand. (fig. 6).

De scheiding van ingangstrap en splitsingstrap beteekent een belangrijke verbetering.

De ingangscapaciteit $C_2$ is met bedrading nu slechts 20 à 25 pF, waardoor $g$ ruim 4 × grooter wordt en het ingangsfilter voor een band van ruim 2 MHz geschikt is.

### *De splitsingstrap in den splitsversterker.*

Weliswaar heeft het ingangsfilter voor de parallelgeschakelde splitsingslampen in verband met de capaciteit van 100 pF nu een lagen afsluitweerstand (480 ohm). Aangezien echter de spanningsversterking tusschen 1en en 2en trap ruim 10 bedraagt, speelt het geruisch van den splitsingstrap geen rol ten opzichte van dat van den 1en trap. Zonder bezwaar kan het aantal splitsingslampen dan ook worden uitgebreid tot 6, zooals in de nieuwste splitsversterkers te Nora het geval is, waarbij $C_2$ ruim 125 pF bedraagt.

De plaat-uitgangsfilters zijn op identieke wijze, doch in omgekeerde opstelling, uitgevoerd als het antenne-ingangsfilter.

### *Algemeene opmerkingen.*

Doordat de afsluitweerstand van den inganstransformator eenige malen grooter is dan de ruischweerstand van de ingangspen-

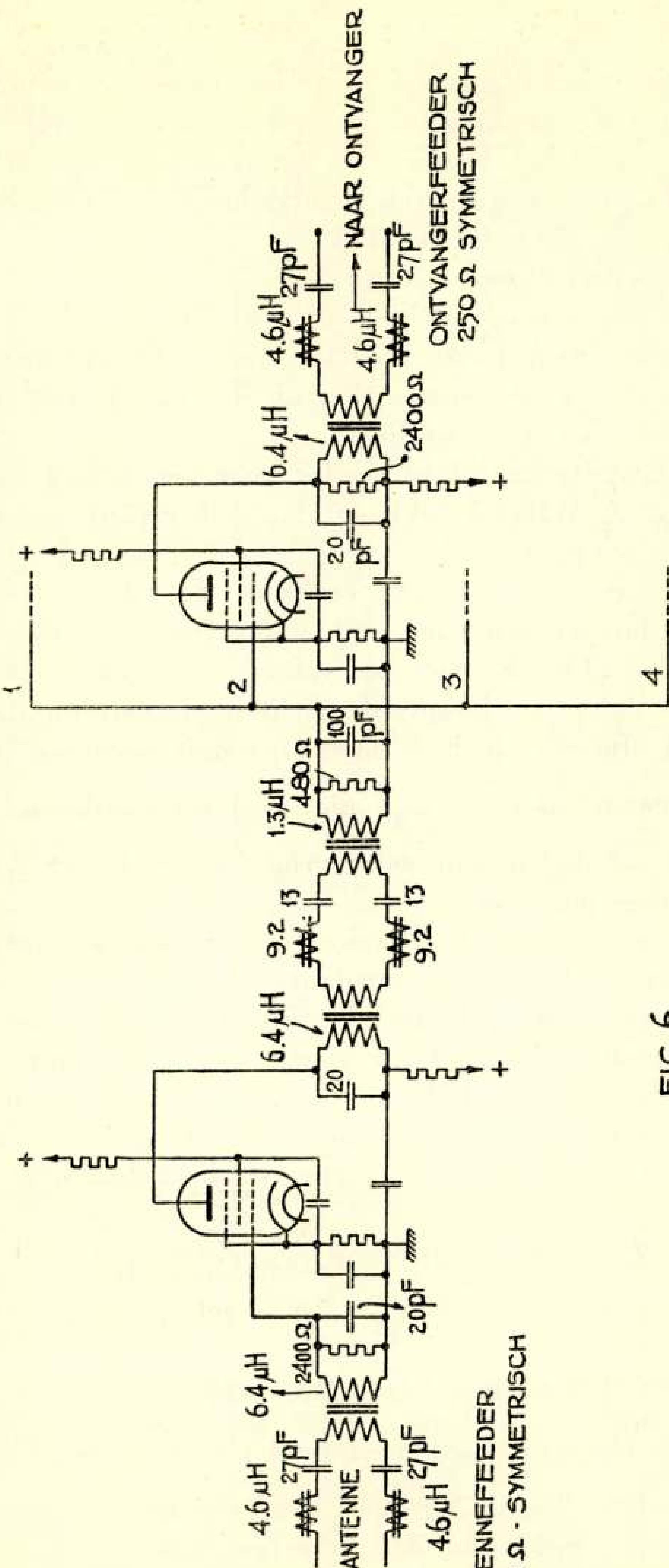

VAN ANTENNE
4.6 µH
27pF
4.6µH
27pF
6.4 µH
2400 Ω
20pF
ANTENNEFEEDER
250 Ω - SYMMETRISCH
20
6.4 µH
9.2
13
9.2
13
1.3 µH
480 Ω
100 pF
1
2
3
4
20 pF
6.4 µH
2400 Ω
4.6µH
27pF
4.6µH
27pF
NAAR ONTVANGER
ONTVANGERFEEDER
250 Ω SYMMETRISCH

FIG. 6

thode, is het electronen-geruisch van deze penthode een fractie van het thermische geruisch van den ingangstransformator en zeer klein ten opzichte van het totale stoorgeruisch; voor de verhouding van het thermische geruisch van ingangsketen en antenne tot het van buiten geïntroduceerde antenne-geruisch geldt hetzelfde als voor geval A.

De ontvangstgevoeligheid voor elk der zes ontvangers, door middel van een splitsversterker van het beschreven type met de antenne verbonden, is dezelfde als voor een enkelen ontvanger, direct op de antenne aangesloten.

De splitsversterker blijkt verder voor een ruimer frequentiegebied (ca. 3 MHz) bruikbaar dan het gebied, waarvoor de berekening is opgezet.

In den aanvang is reeds vermeld, dat de zeer steile en ruischvrije lampen een naar verhouding groote ingangscapaciteit bezitten, $C_{gk}=15$ pF (met bedrading). Een groot deel van $C_2$ is derhalve lamp- en lampvoetcapaciteit. Indien nu de ruischweerstand afneemt, doch de lampcapaciteit ongeveer in gelijke mate toeneemt, zal $g=\frac{I}{\omega_r C_2 R_2}$ niet veel vermeerderen.

Parallel schakelen van ruischvrije lampen levert geen practisch voordeel meer op.

Behalve een imaginair gedeelte ten gevolge van ingangscapaciteit vertoont de ingangsimpedantie dezer lampen een niet te verwaarloozen reëel gedeelte. De ingangsdemping, veroorzaakt door den eindigen looptijd der electronen — en omgekeerd evenredig met het kwadraat der frequentie — bedraagt bij 15 MHz ongeveer 13000 ohm; deze ingangsweerstand wordt in de afsluitweerstand van de ingangsketen verdisconteerd. [6])

## *Practische gegevens van den splitsversterker.*

*Uitvoeringsvoorbeeld voor het ingangsfilter.* (fig. 6).

Gegevens: I. frequentiebereik 13,4—15 MHz

II. secundaire weerstand zoo hoog mogelijk

III. $R(\omega_r)=250$ ohm; voor $\omega_1$ en $\omega_2$ mag $R$ niet meer dan $20\%$ afvallen.

Uit formule (14) volgt in verband met III

$$\frac{\left(\frac{\omega_r L_2}{R_2}\right)^2}{\left(\frac{\omega_1}{\omega_r}-\frac{\omega_r}{\omega_1}\right)^2+\left(\frac{\omega_r L_2}{R_2}\right)^2}=\frac{4}{5}$$

$\left(\frac{\omega_1}{\omega_r}-\frac{\omega_r}{\omega_1}\right)=-0{,}118$, derhalve: $\frac{\omega_r L_2}{R_2}=0{,}236$

$R_2$ moet zoo groot mogelijk zijn.

$C_2$ wordt niet kleiner dan 20 pF gecalculeerd.

$\underline{C_2=20\,pF}$ $\quad \therefore\ L_2=\frac{1}{\omega_r^2 C_2}=6{,}4\,\mu H$, waaruit $\underline{R_2=2400\,ohm.}$

Uit formule (14) volgt: $k^2u^2=\frac{R(\omega_r)}{R_2}=\frac{250}{2400}$

$k^2\approx 0{,}6$ stellende, wordt $u^2\approx\frac{1}{5{,}75}$ $\qquad u\approx\frac{1}{2{,}4}$;

volgens (13) is:

$$C_1=\frac{6{,}4\times 10^{-6}\times 10^{12}}{2400\times 250}\times\frac{5}{4}=13{,}5\,pF \qquad 2\,C_1=27\,pF$$

$$\underline{L_1=\frac{1}{\omega_r^2 C_1}=9{,}2\,\mu H} \qquad \frac{1}{2}L_1=4{,}6\,\mu H$$

Het filter wordt fig. 7.

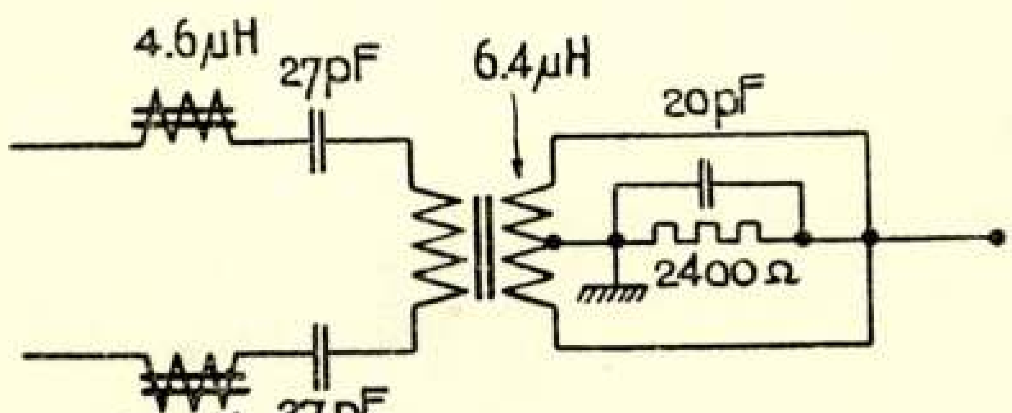



FIG.7

De kern van den transformator is een Siemens haspelkern. Aangezien bij het onderhavige geval de ingang symmetrisch is en de secundaire onsymmetrisch ten opzichte van aarde, werd de secundaire, teneinde de symmetrie van de primaire niet te

verstoren, op de buitenste gleuven van het, drie gleuven bevattende, spoellichaam gewikkeld; elk der buitenste gleuven bevat 11 windingen, ter weerszijden van de middelste gleuf, welke de $4^1/_4$ primaire windingen bevat, aangebracht.

De beide secundaire helften van elke 11 windingen zijn *parallel* geschakeld.

Voor de correctiezelfinductie van *4,6 μH* wordt een Görler hoogfrequent-ijzerkern met uitschroefbare kern bewikkeld met 13 windingen. De diameter van het gebruikte draad is steeds 0,15 mm. De condensatortjes bestaan uit een vaste capaciteit met een variabelen condensator parallel; de vaste capaciteit is fabrikaat Hoges en de variabele fabrikaat Ducati EC 3516,4 (20 pF max.). Doordat de correctiezelfinducties en -condensatoren gemakkelijk gevarieerd kunnen worden, kan op eenvoudige wijze de gunstigste compensatie worden uitgezocht.

Vanzelfsprekend kunnen deze gunstigste waarden eenigszins afwijken van de theoretisch-gevondene; het verschil blijkt echter relatief klein te zijn.

*Meting van de ingangsimpedantie van het filter.*

De ingangsimpedantie werd gemeten als een reëele weerstand $R_p$ met een reactantie $X_p$ parallel.

De resultaten waren:

| *Frequentie* in MHz | $R_p$ in ohm | $X_p$ in ohm |
|---|---|---|
| 13,4 | 210 | 1230 |
| 13,8 | 222 | > 2000 |
| 14,2 | 250 | > 2000 |
| 14,8 | 222 | > 2000 |
| 15 | 195 | 1180 |

*Meting van de versterking van den splitsversterker.*

Ingangsspanning $= 0{,}09\ V =$ constant.

De uitgangen met 250 ohm afgesloten.

| *Frequentie* | *Uitgangsspanning in volt* | | | |
|---|---|---|---|---|
| MHz | uitg. I | uitg. II | uitg. III | uitg. IV |
| 12 | 1,4 | 1,7 | 1,55 | 1,7 |
| 13 | 4,6 | 5,2 | 4,6 | 5,2 |
| 14 | 4,5 | 5,0 | 4,6 | 5,0 |

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| 14,5 | 4,4 | 4,9 | 4,6 | 4,9 |
| 15 | 4,35 | 4,8 | 4,5 | 4,8 |
| 16 | 3,7 | 4,0 | 3,9 | 4,0 |
| 16,5 | 1,1 | 1,4 | 1,35 | 1,4 |

C. *Splitsversterkers voor een uitgestrekt frequentiegebied.*

Een splitsversterker, van het beschreven type, is geschikt voor de ontvangst in een frequentiegebied van ca. 3 MHz. Voor verschillende toepassingen is een dergelijke bandbreedte voldoende; b.v. achter een beamantenne, welke uit hoofde zijner constructie, zelve betrekkelijk selectief is. Een ruitantenne echter is voor een *uitgestrekt* frequentiegebied uitstekend te gebruiken; de wensch komt dan naar voren een splitsversterker voor een grooter frequentiebereik (6 MHz en meer) in te richten. Waar het frequentiebereik van den splitsversterker door den ingangstransformator en ingangspenthode wordt gelimiteerd, dient derhalve naar een andere oplossing te worden gezocht.

Men kan nu het frequentiegebied in gedeelten van 3 MHz splitsen, elk gedeelte een afzonderlijk ingangsfilter met penthode toewijzen en deze ingangsfilters parallel schakelen op den antennefeeder.

Een uitvoeringsvoorbeeld van een splitsversterker met een dubbel-ingangsfilter wordt hiernevens afgebeeld. (fig. 8).

Voor elke helft van het frequentiegebied is één der beide ingangspenthoden, waarvan de anoden zijn doorverbonden, werkzaam. In het overgangsgebied zijn beide werkzaam, indien althans bij de koppeling van de ingangstransformatoren met de roosters de juiste phase in acht wordt genomen. Doordat de frequentiebanden na den ingangstrap zijn vereenigd, dienen de tusschen- en uitgangsfilters den geheelen band door te laten; *de uitgangen dezer versterkers zijn derhalve voor dit geheele frequentiegebied te gebruiken.*

Hoewel het tusschenfilter in verband met de groote bandbreedte betrekkelijk laag is afgesloten (150 ohm), is de energieversterking tusschen den 1en en 2en trap ruim 10; het lampgeruisch van den splitsingstrap is daardoor practisch nog te verwaarloozen ten opzichte van dat van den ingangstrap. Ook bij een breedband-splitsversterker is de ontvangstgevoeligheid derhalve dezelfde als voor een ontvanger, direct achter een antenne.

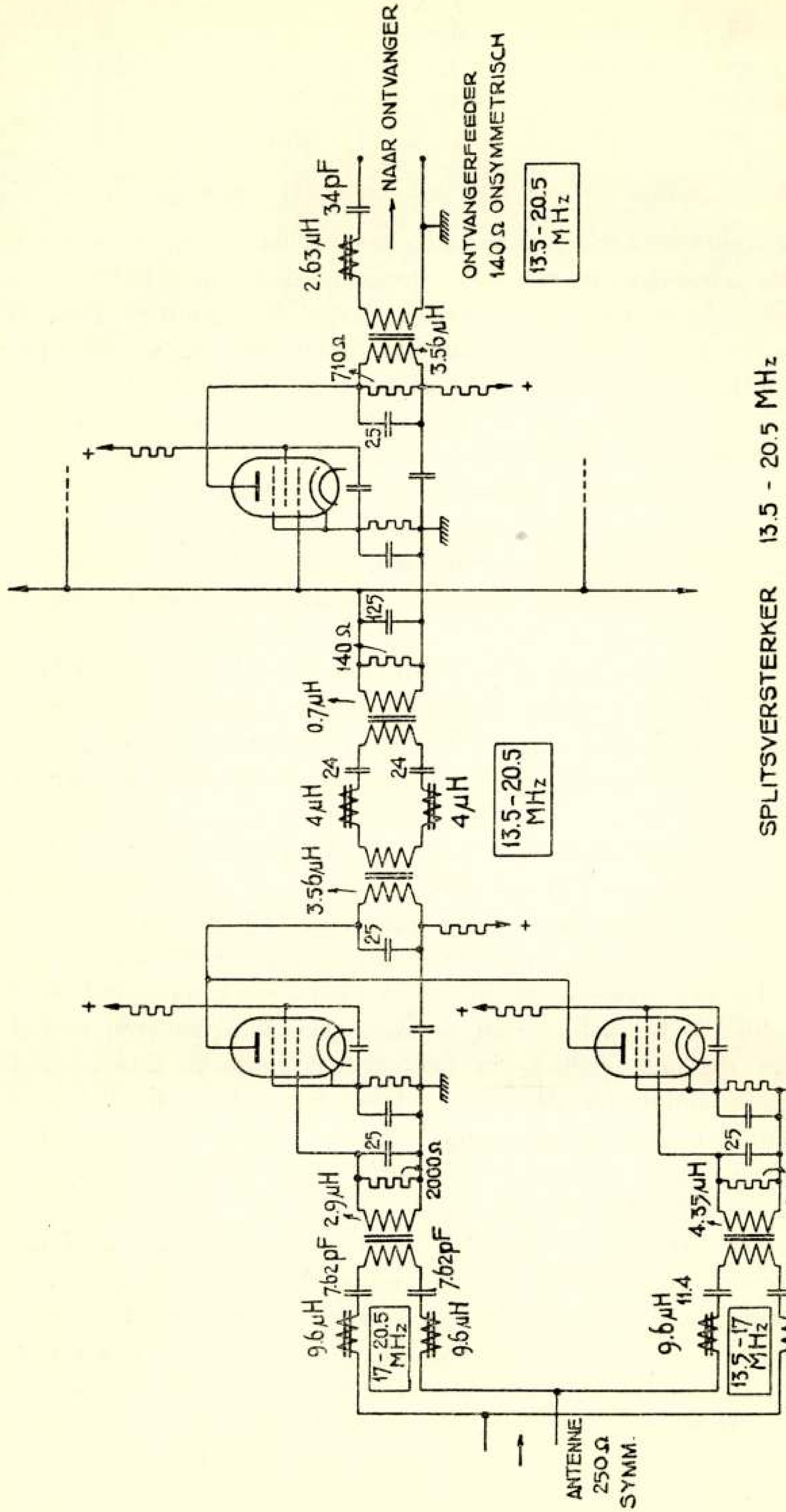
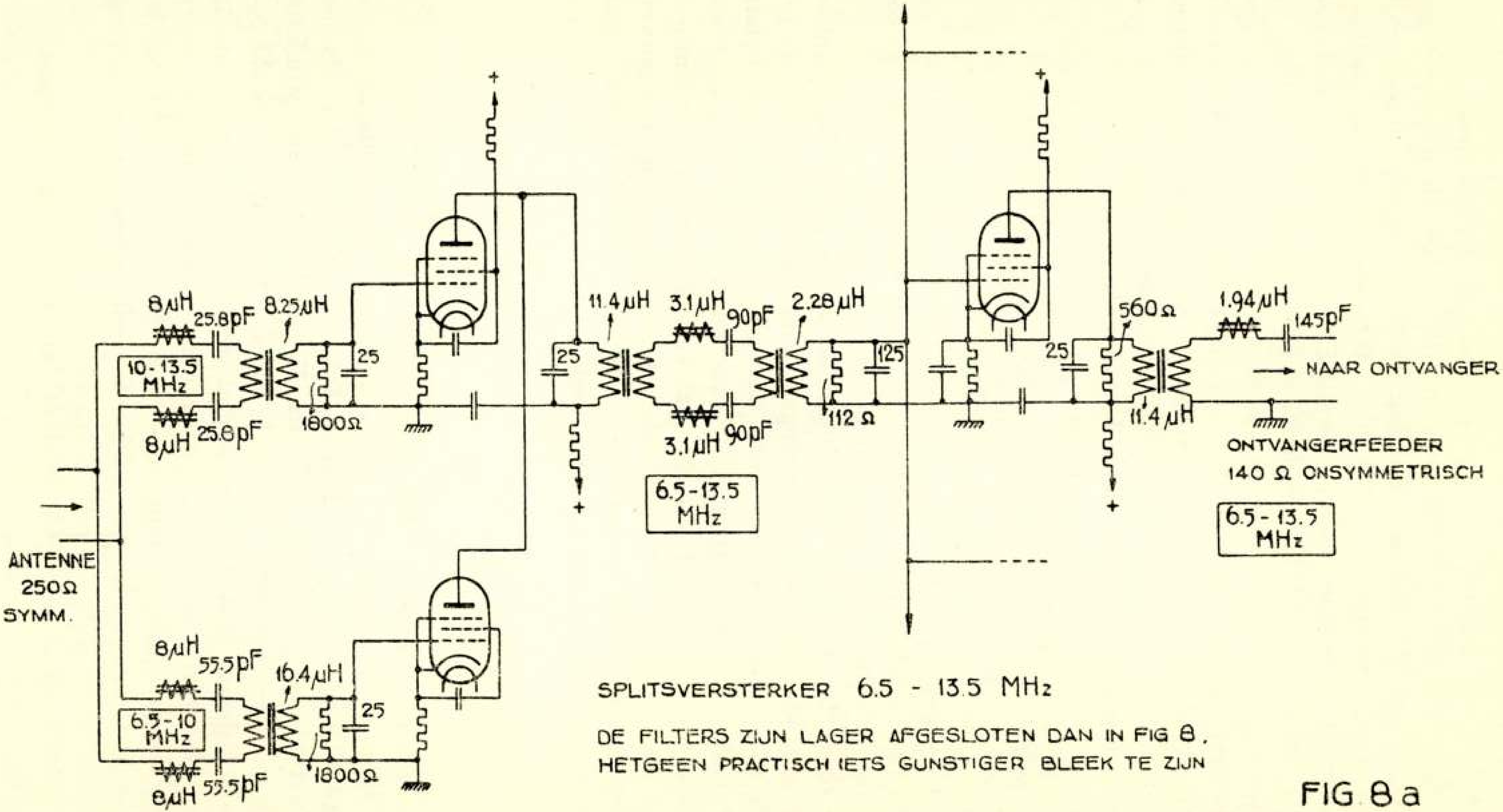

NAAR ONTVANGER
ONTVANGERFEEDER
140 Ω ONSYMMETRISCH
13.5-20.5 MHz
34pF
2.63 μH
3.56 μH
710 Ω
25
125
140 Ω
0.7 μH
24
24
4 μH
4 μH
13.5-20.5 MHz
3.56 μH
25
2.9 μH
7.62pF
7.62pF
9.6 μH
9.6 μH
17-20.5 MHz
2000 Ω
25
4.35 μH
2000 Ω
11.4
11.4
9.6 μH
9.6 μH
13.5-17 MHz
ANTENNE
250 Ω
SYMM.
SPLITSVERSTERKER 13.5 - 20.5 MHz

FIG. 8




SPLITSVERSTERKER 6.5 - 13.5 MHz

DE FILTERS ZIJN LAGER AFGESLOTEN DAN IN FIG 8,
HETGEEN PRACTISCH IETS GUNSTIGER BLEEK TE ZIJN

FIG 8 a

De parallelschakeling van de ingangsfilters behoeft niet tot twee beperkt te blijven; men kan twee dergelijke splitsversterkers parallel schakelen. Hierbij staan *vier* ingangsfilters parallel op den antennefeeder. Elk der splitsversterkers met de bijbehoorende uitgangen is dan bestemd voor de helft (7 MHz) van den totalen 14 MHz breeden frequentieband. Verbinding van alle vier anoden der ingangspenthoden is niet raadzaam; door de zeer breede tusschenfilters en uitgangsfilters zou het geruisch van de splitsingspenthode en van de achter den splitsversterker geschakelde apparaten zich bij dat van den 1en trap voegen, en het totale geruisch sterk doen toenemen.

Een apart probleem vormen:

## *De ingangsfilters.*

De resulteerende ingangsweerstand van de twee of de vier parallel-geschakelde ingangsfilters dient voldoende reëel en constant te zijn in het geheele frequentiegebied.

In verband met de onderlinge beïnvloeding der ingangsfilters is het verloop van de ingangsimpedantie van een filter, niet alleen in, doch eveneens *buiten* het doorlaatgebied, van belang. Aangezien de elementen van de secundaire van een ingangstransformator $L_2$, $C_2$ en $R_2$ zijn vastgelegd door de frequentie $\omega_r$ en de karakteristieke grootheden van een ingangspenthode (ingangscapaciteit en ruischweerstand), is de ingangsimpedantie slechts te varieeren door middel van de compensatie-elementen $L_1$ en $C_1$.

De resonantiefrequentie van deze elementen ligt vast ($\approx \omega_r$). echter kunnen $L_1$ en $C_1$ nog eenigszins vergroot resp. verkleind worden of omgekeerd, waardoor het verloop van de ingangsimpedantie wordt gewijzigd.

Het is doelmatig — in verband met de parallelschakeling der filters — de ingangsimpedantie voor te stellen als een weerstand $R_p$ en een reactantie $X_p$ parallel. In een grafiek (fig. 9) zijn de grootheden $R_p$ en $X_p$ als functie van $\omega$ afgebeeld voor verschillende waarden van de compensatie-elementen (parameter $a$). Naarmate de waarde $a$ grooter wordt, neemt $R_p$ buiten het doorlaatgebied sneller toe en is de variatie van $R_p$ in het doorlaatgebied geringer; de bandbreedte neemt echter een weinig af.

Het volgende verband bestaat tusschen $L_1$, $C_1$, parameter $a$ en de overige karakteristieke grootheden van den transformator:

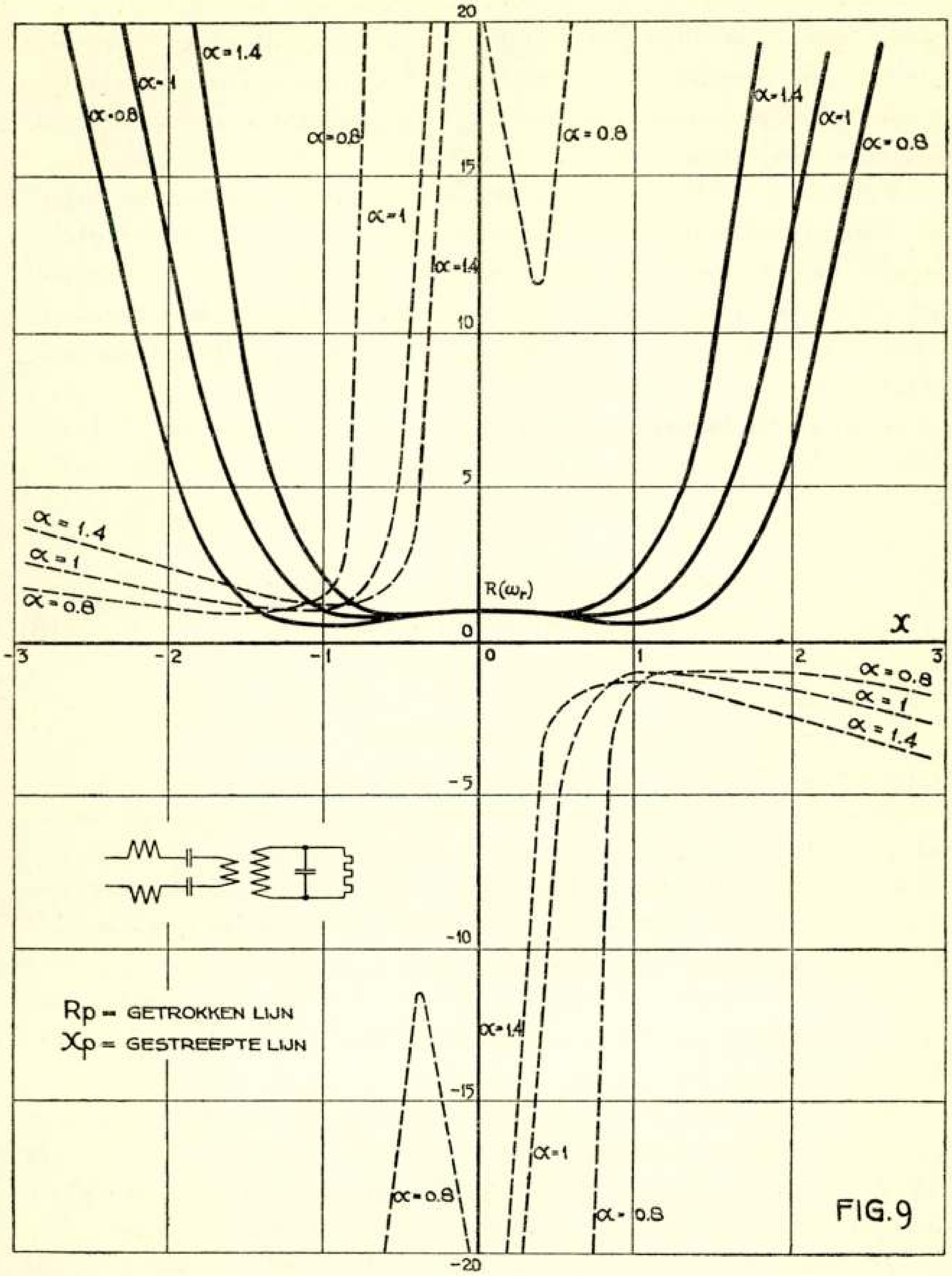



FIG. 9

$$L_1 = \frac{a}{\omega_r} \cdot \frac{R(\omega_r)}{g} \qquad C_1 = \frac{1}{a\omega_r} \cdot \frac{g}{R(\omega_r)}$$

$$a = \frac{R(\omega_1)}{R(\omega_r)} \tag{15}$$

Voor $a \leqq 1$ is de physische beteekenis van $R(\omega_1)$ de waarde van $R(\omega)$ voor de punten in het doorlaatgebied, waar de compensatie volledig is (de ingangsimpedantie zuiver reëel).

Bij een splitsversterker met één ingangsfilter (geval B), in welk geval de impedantie buiten het doorlaatgebied van geen belang is, wordt $a$ laag genomen, b.v. $a=0,8$; het doorlaatgebied strekt zich dan wat verder uit, zonder dat de variatie van $R_p$ te groot wordt (zie de grafiek).

Voor $a=1$ is het ingangsfilter een constant k-type bandfilter. In een breedband-splitsversterker (geval C) met parallelgeschakelde filters wordt $a$ bij voorkeur grooter dan 1 genomen ($a=1,4$): de waarden van $R_p$ (en van $X_p$) buiten het doorlaatgebied zijn nu hooger, zonder dat de bandbreedte te zeer vermindert.

De analytische uitdrukkingen voor $R_p$ en $X_p$, welke aan de krommen in de graphiek ten grondslag liggen, zijn;

$$R_p = R(\omega_r)\left[1 + x^2(a^2 - 2a) + a^2x^4\right]$$

$$X_p = R_p \frac{1}{-ax^3 + x(1-a)} \tag{16}$$

waarbij $x = \dfrac{\left(\dfrac{\omega_r}{\omega} - \dfrac{\omega}{\omega_r}\right)}{g}$

In het doorlaatgebied zijn deze uitdrukkingen geldig voor een relatief smal filter en indien bovendien $g$ een fractie van $1$ is en $k^2$ niet te veel van $1$ verschilt.

De uitdrukkingen zijn in en buiten het doorlaatgebied *geheel* juist voor $k^2=1$ en practisch in dit geheele gebied goed bruikbaar.

Nadat $a$ voor de parallelgeschakelde filters is vastgelegd ($a=1,4$), worden de resonantiefrequenties van de twee of vier filters ($\omega_{r1} \ldots\ldots \omega_{r4}$), welke het midden van elk filter aangeven, bepaald. Alsdan zijn alle elementen van de filters bekend.

De *onderlinge afstand* in het frequentiegebied van de middens der ingangsfilters wordt nu zoodanig gekozen, dat d e w a a r d e v a n $R_p$ i n h e t s n ij p u n t d e r $R_p$-c u r v e n van twee aangrenzende filters gelijk is aan t w e e m a a l d e w a a r d e v a n $R_p$ i n h e t m i d d e n d e r f i l t e r s; de t o t a l e waarde in dit punt is dan g e l ij k aan die in het midden.

Het frequentiegebied $\Omega$ van elk filter en de afstand der middens van 2 filters — gemeten tusschen twee opeenvolgende snijpunten — is

$$\Omega = \frac{f(a)}{R_2 C_2} \quad \text{waarin} \quad f^2(a) = \left(\frac{1}{a} - \frac{1}{2}\right) + \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{2}{a_2} - \frac{1}{a}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (17)$$

In de uitdrukking van het frequentiebereik komt de frequentie niet voor; aangezien de waarden $R_2$ en $C_2$ constant zijn, is het frequentiebereik van alle twee of vier filters gelijk.

In nevenstaande figuur (fig. 10) zijn de $R_p$-krommen van vier filters afgebeeld; in de snijpunten is $R_p = 2\,R(\omega_r)$ en de resulteerende waarde van $R_p$ in deze punten $\approx R(\omega_r)$.

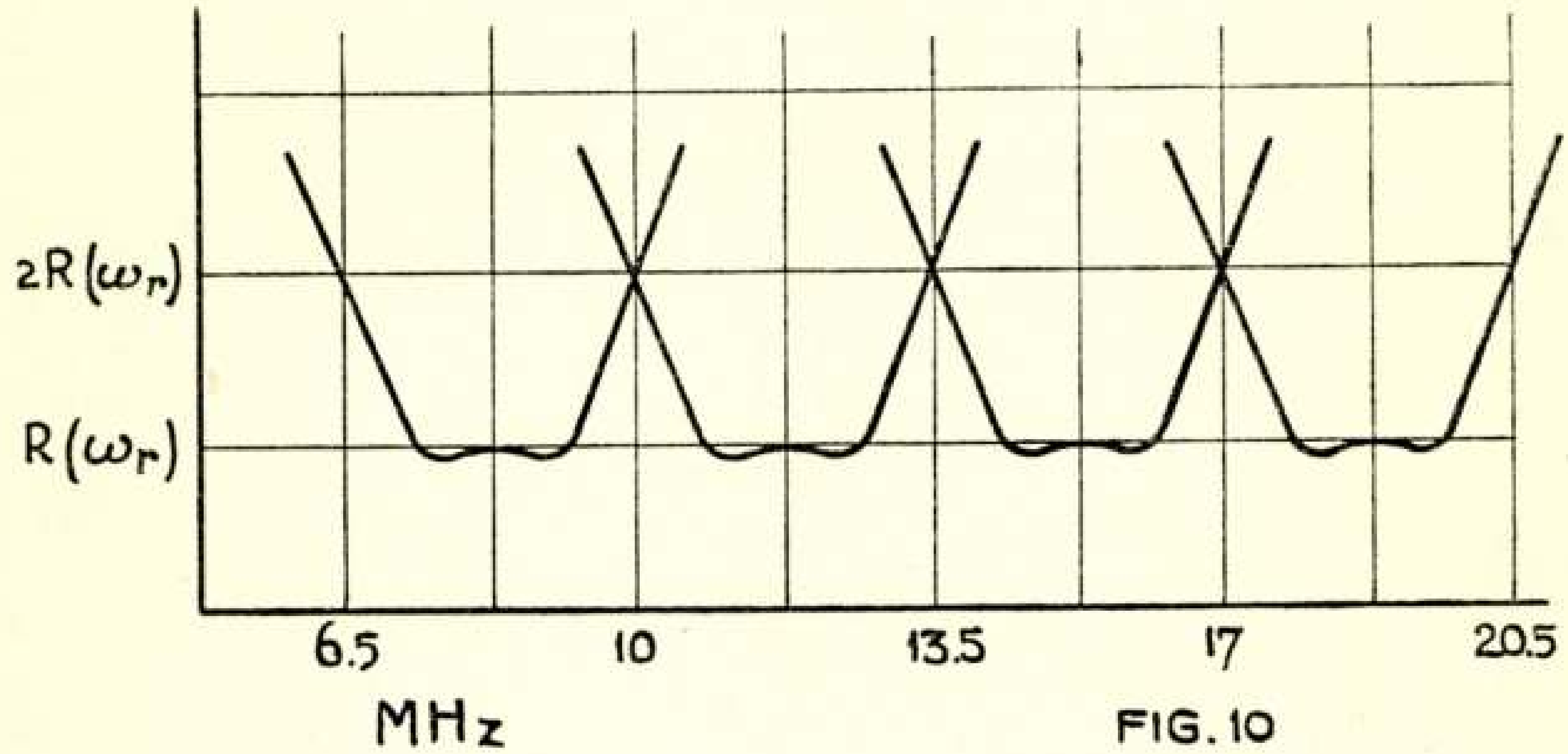



FIG. 10

*Ingangsimpedantie*

Bij een practische uitvoering varieerde de resulteerende weerstand $R_p$ over 14 MHz maximaal 22 % om een gemiddelde waarde.

Over $X_p$ kan met een enkel woord worden volstaan.

In het midden van een filter is $X_p = \infty$; in het gebied tusschen twee filters wordt $X_p$ van elk filter van de orde van $R(\omega_r)$; echter hebben de beide waarden van $X_p$ verschillend teeken. De resulteerende waarde van $X_p$ blijft daardoor in het geheele doorlaatgebied $> 2R(\omega_r)$ en wordt aan de grenzen $= R(\omega_r)$. Deze laatste waarde van $X_p$ heeft een energievermindering van 20 % tengevolge, hetgeen practisch nog van weinig beteekenis is.

*Bijzonderheden betreffende de uitvoering der breedband-splitsversterkers*

Voor de constructie der transformatoren kan verwezen worden naar den enkelvoudigen splitsversterker (geval B).

De beide ingangspenthoden van een splitsversterker bevinden zich in één ballon (EFF 50 van Philips); eveneens elk paar splitsingslampen.

*Schema en meetresultaten van twee breedband-versterkers, zoowel afzonderlijk als gekoppeld te gebruiken.*

Schema fig. 8 en 8a.
De ingangsspanning = *0,05* Volt = constant
de uitgangen met 140 ohm afgesloten.

*Uitgangsspanning in V van één der uitgangen*

| *Frequentie* in mHz. | *Koppelkast 1* | *Koppelkast 2* |
|---|---|---|
| 21 | 0,29 | |
| 20,5 | 0,42 | |
| 20 | 0,52 | |
| 19 | 0,62 | |
| 18 | 0,61 | |
| 17 | 0,67 | |
| 16 | 0,62 | |
| 15 | 0,59 | |
| 14 | 0,5 | |
| 13,5 | 0,41 | 0,27 |
| 13 | | 0,33 |
| 12 | | 0,42 |
| 11 | | 0,44 |
| 10 | | 0,46 |
| 9 | | 0,43 |
| 8 | | 0,4 |
| 7 | | 0,39 |
| 6,5 | | 0,38 |
| 6 | | 0,27 |

*Noot*

Tijdens het debat volgende op deze voordracht voor het Nederlandsch Radiogenootschap merkte één der leden op, dat de scheidingstrap in den splitsversterker gemist zou kunnen worden door de uitgangstransformatoren in serie in den plaatketen van de ingangspenthode op te nemen: de hooge inwendige weerstand van deze penthode zou de uitgangstransformatoren en de daarmede verbonden ontvangers in voldoende mate ontkoppelen.

Een nadere beschouwing van dit voorstel werkt wellicht verhelderend en moge hier volgen:

Indien slechts rekening behoefde te worden gehouden met den inwendigen weerstand van de ingangspenthode — dit is bij zeer lage frequenties het geval — zou bovenstaand betoog inderdaad juist zijn; de ingangspenthode heeft echter behalve in-

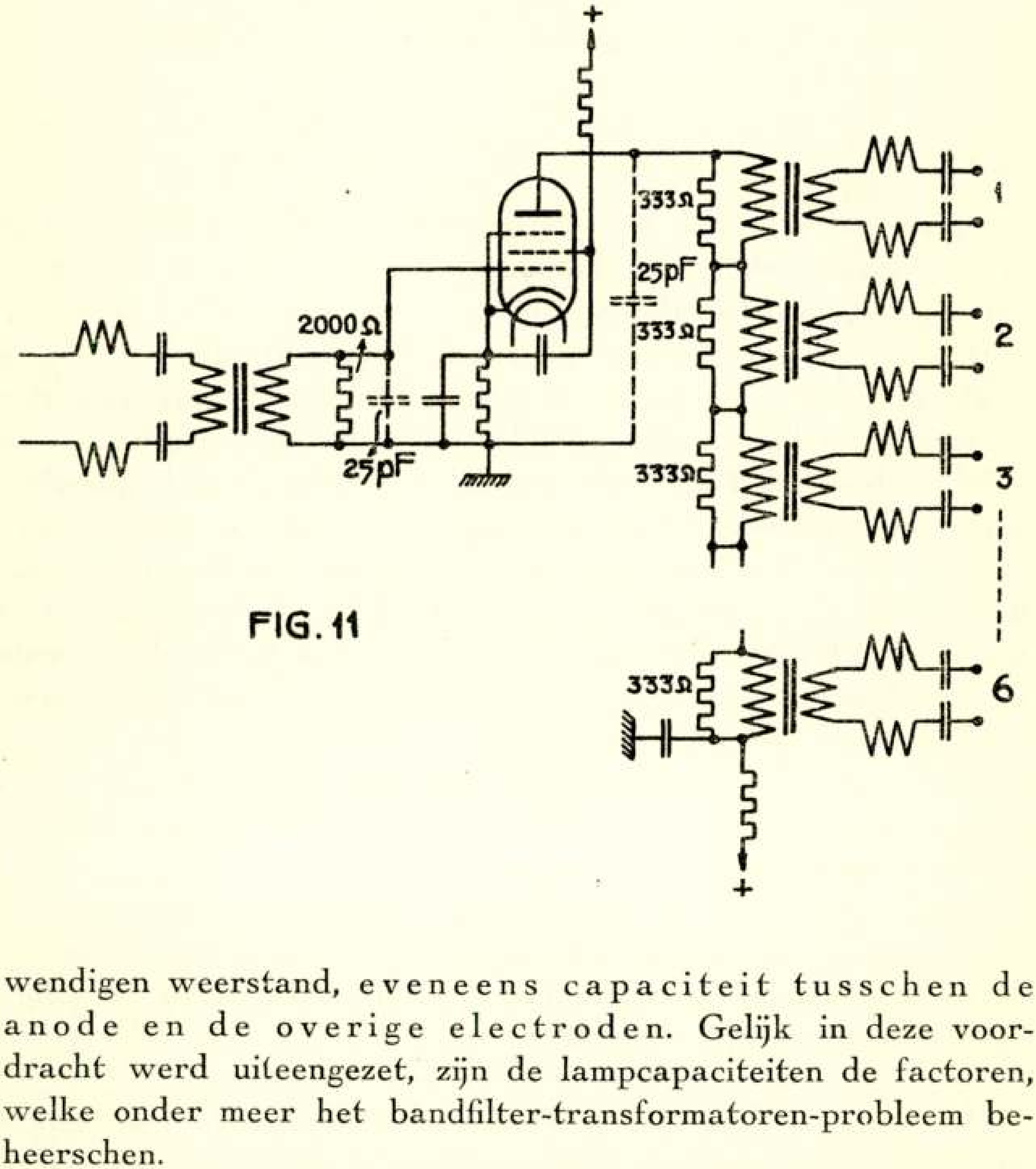



FIG. 11

wendigen weerstand, eveneens capaciteit tusschen de anode en de overige electroden. Gelijk in deze voordracht werd uiteengezet, zijn de lampcapaciteiten de factoren, welke onder meer het bandfilter-transformatoren-probleem beheerschen.

Bij serieschakeling van de uitgangsbandfiltertransformatoren in de anodeketen wordt de anodecapaciteit de totale seriecapaciteit van de ingangscapaciteiten der (zes) transformatoren (zie fig. 11).

Een anodecapaciteit van 25 pF aannemende, dienen de uitgangsfilters derhalve voor een ingangscapaciteit van $25 \times 6 = 150 pF$

te worden berekend en voor een afsluitweerstand van $\frac{2000}{6}$ = 333 *ohm*. (splitsv. geval B)

*Punt 1.*

de anodecapaciteit, zijnde de serie-capaciteit van de ingangscapaciteiten der zes uitgangsfilters, veroorzaakt een sterke koppeling dezer uitgangsfilters en van de daarop aangesloten ontvangers.

*Punt 2.*

de versterking vanaf het rooster van de ingangspenthode in den splitsversterker naar het eerste rooster van den ontvanger bedraagt in deze schakeling *10*×.

Bij den splitsversterker van geval B (fig. 6) ruim *350*×. (in beide gevallen is de versterking tusschen den ingang van den ontvanger en het rooster van de 1e hoogfrequent penthode = *7*).

In verband met het feit, dat de verbindingskabels tusschen den splitsversterker en de ontvangers demping hebben en vaak lang zijn en de aanpassing aan den ingang van den ontvanger niet steeds de gunstigste is — dit werd bij de bepaling van de waarden 10 resp. 350 ondersteld — is een maximale waarde 10 voor deze versterking, welke in geval *B*=*350*×, niet toelaatbaar.

Weliswaar is voor geval B de versterking tusschen den ingangstrap en den scheidingstrap van den splitsversterker =10; echtes is deze waarde constant en niet afhankelijk van bedrijfsomstandigheden en -manipulaties.

Een bepaalde en onveranderlijke versterking tusschen de 1e en de 2e penthode van de apparatuur is, in verband met de ontvangstgevoeligheid, van bijkans evengroot belang als de ruischverhoudingen in den 1en trap.

Op grond van de motieven, vervat in de punten 1 en 2, lijkt de voorgestelde methode niet aanbevelenswaardig.

# LITERATUUR


| | | |
|---|---|---|
| 1) Becker | — | Theorie der Elektrizität |
| 2) Strutt | — | Mehrgitterröhren |
| 3) Ziegler | — | Philips Technisch Tijdschrift Mei |
| | — | en November 1937 |
| 4) Carson | — | Electric Circuit Theory |
| 5) Ziegler | — | Philips Technisch Tijdschrift |
| | — | Juli 1938 |
| 6) Strutt en v.d. Ziel | — | Philips Technisch Tijdschrift |
| | — | April 1938 |
| 7) Strutt en v.d. Ziel | — | Philips Technisch Tijdschrift |
| | | Juni 1940 |
| 8) Nyquist en Johnson | — | Phys. Rev. Juli 1928 |
| 9) Potter | — | Proc. I.R.E. 1931 |
| Potter | — | „ I.R.E. 1932 |
| 10) Landon | — | „ I.R.E. 1936 |
| 11) Jansky | — | „ I.R.E. Dec. 1937 |

# KINEMATISCHE MODELLEN VAN ELECTRISCHE RELAXATIEKETENS

door

G. J. SIEZEN

*Radiolaboratorium van het Staatsbedrijf der P.T.T. te 's-Gravenhage, Holland.*

*Voordracht gehouden voor het Nederlandsch Radio Genootschap op 4 October 1940.*

## I. *Inleiding.*

Het model, aanvankelijk een gewaardeerd hulpmiddel voor demonstratiedoeleinden, heeft zich allengs een plaats van beteekenis bij het electrotechnisch onderzoek verworven. Wanneer de mathematische analyse der verschijnselen tot onoverzichtelijke resultaten voert, of ons geheel in de steek laat, loont het dikwijls de moeite om het inzicht te verdiepen aan de hand van analogieën uit andere waarnemingsgebieden. Het ligt voor de hand dat hierbij de hydraulica, de mechanica en de kinematica een zekere voorkeur genieten; de mensch beschikt juist hier over een vrij uitgebreid, van jongsaf verzameld ervaringsmateriaal.

Woorden als „electrisch- en magnetisch fluïdum" zijn dan ook reeds klanken uit de vroegste geschiedenis der electriciteitsleer, toen men voor de verklaring der electrische en magnetische werkingen op afstand een aan de hydraulica ontleend beeld te hulp riep. Deze hulpvoorstelling is ongemeen vruchtbaar gebleken en leeft nog voort in de hedendaagsche veldentheorie, waar men spreekt over de "bronnen" en "wervels" welke het veld bepalen.

Niet minder instructief zijn de mechanische analogieën van electrische trillingsketens, waarbij massa, veerkracht en wrijving in de plaats treden voor zelfinductie, capaciteit en weer-

stand. Van mechanische modellen is veelvuldig gebruik gemaakt bij het aanschouwelijk voorstellen der verschijnselen in afgestemde kringen (vgl. met slingers, veerend opgehangen massapunten, enz.), gekoppelde kringen (gekoppelde slingers e.d.), homogene kabels (snaren), Pupinkabels (snaren belast met massapunten), enz..

Bijzonder interessant ook is de overeenkomst tusschen de beweging van electronen in een tweedimensionaal electrostatisch veld en die van kogelvormige massapunten, rollend over een uitgespannen rubbermembraan met hoogteverschillen, correspondeerend met de potentiaalverschillen der identieke electrische configuratie [1]). Hiervan wordt een vruchtbaar gebruik gemaakt bij het ontwerpen van de moderne electronenbuizen [2]).

Kenmerkend voor zoo goed als alle dezer mechanische analogieën is echter dat de *tijd* gehandhaafd blijft als onafhankelijk variabele der differentiaalvergelijkingen. Hoewel overgebracht op een ander medium, behouden de verschijnselen derhalve een *dynamisch karakter*, hetgeen uiteraard beperkingen inhoudt, t.a.v. de bestudeering der momenteele waarden. In dit opzicht vertoonen de hieronder te beschrijven *kinematische* modellen een principieel verschilpunt: de tijd wordt nl. teruggebracht tot een *hoek*, een dimensielooze grootheid. Het dynamische proces wordt daarmee gereduceerd tot een kinematisch proces, bestaande uit een opeenvolging van statische toestanden welke in geometrisch, doch niet noodzakelijkerwijs in tijdelijk opzicht, een continuïteit vormen.

Het zal blijken dat van relaxatieketens van zeer uiteenloopend karakter kinematische modellen kunnen worden vervaardigd met behulp van een samenstel van koorden, cylinders en hefboomen.

## II. *Relaxatietijd, looptijd en versterking kinematisch voorgesteld.*

### *Relaxatietijd.*

Een kinematisch geval van relaxatie ontstaat, wanneer op een cylinder een koord wordt gewikkeld vanuit een evenwijdig aan de as beweegbaar punt (zie fig. 1).

Het koord verlaat het punt $P_1$, bereikt de cylindermantel in $P_2$ en legt zich vervolgens hierop vast. Men denke zich

---

[1]) Phys. Rev. **45**, *724*, 1934.

[2]) Philips Techn. Tijdschr. **2**, 338, 1937.

daartoe het oppervlak ruw gemaakt, of van een kleefstof voorzien, zoodat het koord onmogelijk kan slippen.

Noemt men nu de verplaatsingen van de punten $P_1$ en $P_2$,

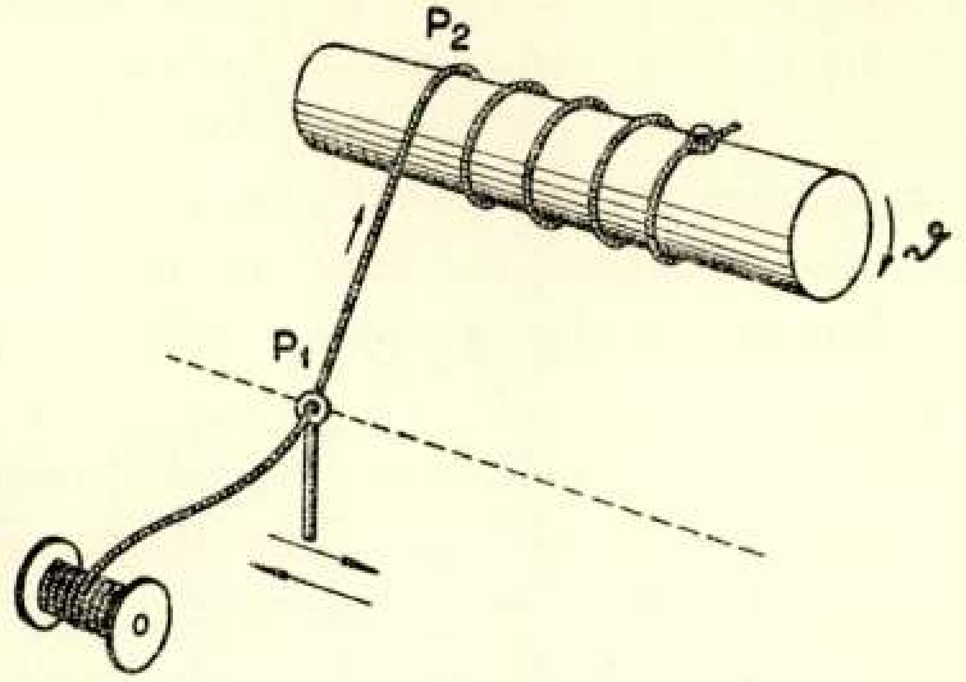
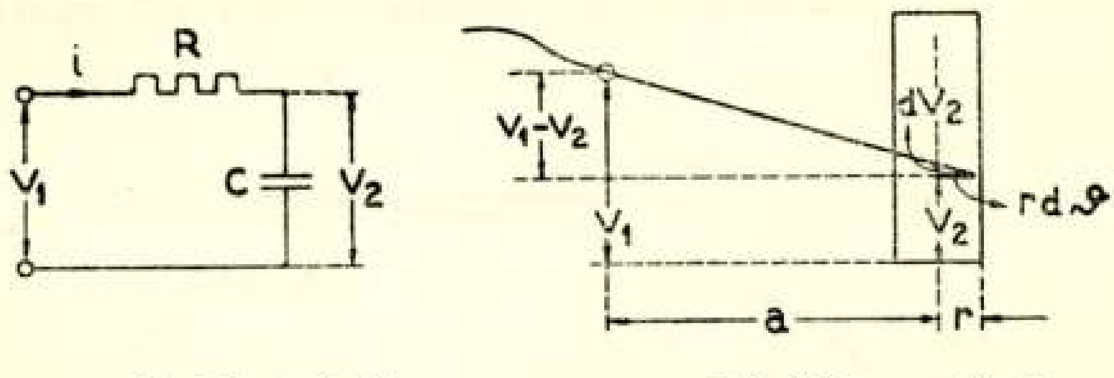



Fig. 1.
Kinematisch aequivalent van een relaxatieketen.

gemeten vanaf eenzelfde loodvlak op de cylinderas, resp. $V_1$ en $V_2$, dan kan aangetoond worden dat tusschen deze verplaatsingen een vertraging optreedt met het karakter van een relaxatie. Om dit duidelijk te maken geven wij naast elkaar de analyse van het kinematische geval en die van een typische electrische relaxatieketen, nl. de serieschakeling van een weerstand en een condensator.




a) Electrisch. b) Kinematisch.
Fig. 2.
Relaxatie.

Men heeft:

$$i = C\frac{dV_2}{dt} = \frac{V_1 - V_2}{R} \qquad tg\,\alpha = \frac{dV_2}{r\,d\vartheta} = \frac{V_1 - V_2}{a}$$

dus

$$T\frac{dV_2}{dt} + V_2 = V_1 \qquad \Theta\frac{dV_2}{d\vartheta} + V_2 = V_1$$

waarin:

$$T = RC \qquad \Theta = \frac{a}{r}$$

Wij zien dus dat inderdaad differentiaalvergelijkingen van

dezelfde gedaante worden gevonden. Hierbij blijkt allereerst dat een dimensielooze grootheid $\vartheta$ (een omwentelingshoek) in de plaats treedt van de tijd $t$. Terwijl in het electrische geval de tijd onverbiddelijk voortschrijdt, kan dus bij het kinematische model elke overgangstoestand voor willekeurig lange tijd gefixeerd worden, nl. door de cylinder eenvoudig te laten stoppen. Door terugdraaien en wederom afwikkelen van het koord kan men zelfs elke vroegere toestand weer te voorschijn roepen, hetgeen in het electrische geval een terugloopen van de tijd zou beteekenen!

Voorts merken wij op dat de eveneens dimensielooze constante $\Theta$ de rol overneemt van de tijdconstante $T$. Deze relaxatieconstante $\Theta$ is blijkbaar recht evenredig met de afstand $a$ tusschen de lijnen waarop $P_1$ en $P_2$ zich bewegen en omgekeerd evenredig met de straal $r$ van de cylinder. Dit wordt nog duidelijker wanneer wij het overgangsverschijnsel beschouwen.

Gesteld wij stoppen de cylinder, verplaatsen het punt $P_1$ over de eenheid van lengte en houden het verder stil. Dan is dus:

$$V_1(\vartheta) = 1(\vartheta)$$

terwijl voor $V_2$ uit de differentiaalvergelijkingen volgt:

$$V_2(\vartheta) = 1 - \varepsilon^{-\frac{\vartheta}{\Theta}} \quad \text{als } V_2(0) = 0 \text{ gesteld wordt.}$$

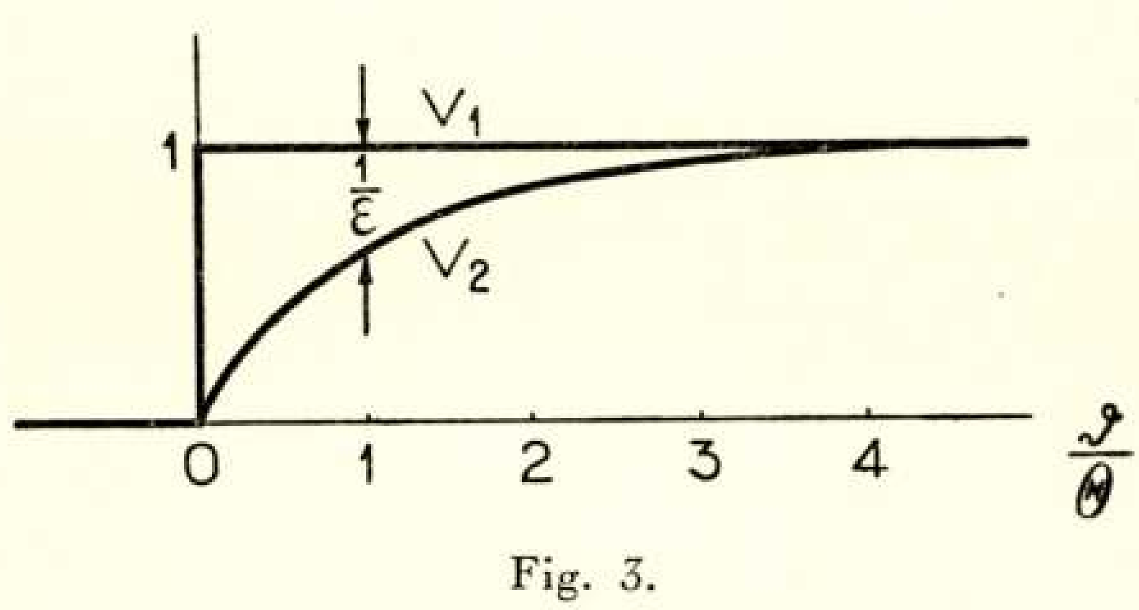



Fig. 3.
Relaxatieverschijnsel.

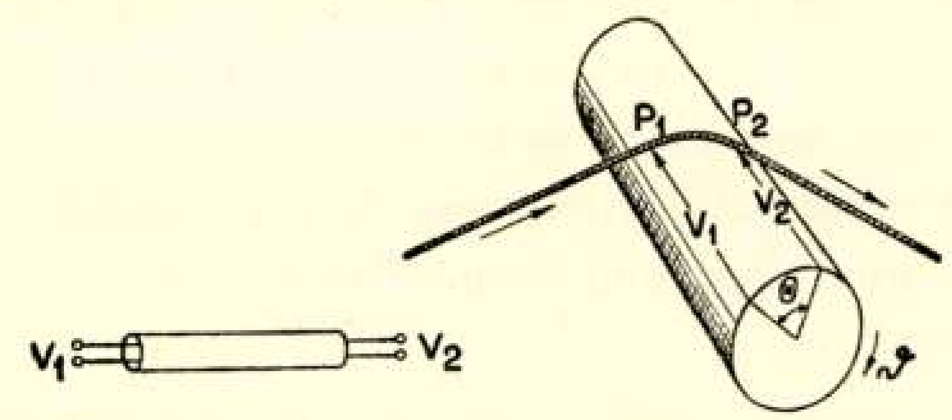
Bij verder draaien van de cylinder volgt het punt $P_2$ de sprong van $P_1$ dus met een $\varepsilon$-kromme en wel aanvankelijk snel, wanneer $tg\,a$ groot is, daarna, als $a$ afneemt, steeds langzamer. De tangens van de hoek $a$ is blijkbaar het analogon voor de stroom $i$ in het electrische geval. Men zal zich gemakkelijk realiseeren dat het kinematisch overgangsverschijnsel des te "langzamer" (d.w.z. ten koste van des te meer omwentelingen)

zal verloopen naarmate $a$ grooter, en $r$ kleiner wordt gekozen; dit verklaart dan ook de formule $\Theta = \frac{a}{r}$, welke wij vonden voor de relaxatieconstante.

*Opmerking.* Het bovenbeschreven kinematische proces houdt een methode in om door meting het grondtal van de Nepersche logarithmen $\varepsilon$ te bepalen wanneer $\pi$ bekend zou zijn, of omgekeerd. Geeft men nl. de cylinder een draaiing van $1$ radiaal (waartoe $\pi$ bekend moet zijn) zoo zal een verschil tusschen $V_1$ en $V_2$ juist $\varepsilon$ maal worden verkleind.

*Looptijd.*

Het kinematisch analogon van een electrische schakeling waarin een looptijd $T$ optreedt (fig. 4a) wordt gegeven door een koord, dat over een bepaalde omtrekshoek op een cylinder rust (fig. 4b).




a) Electrisch b) Kinematisch
Fig. 4.
Loopvertraging.

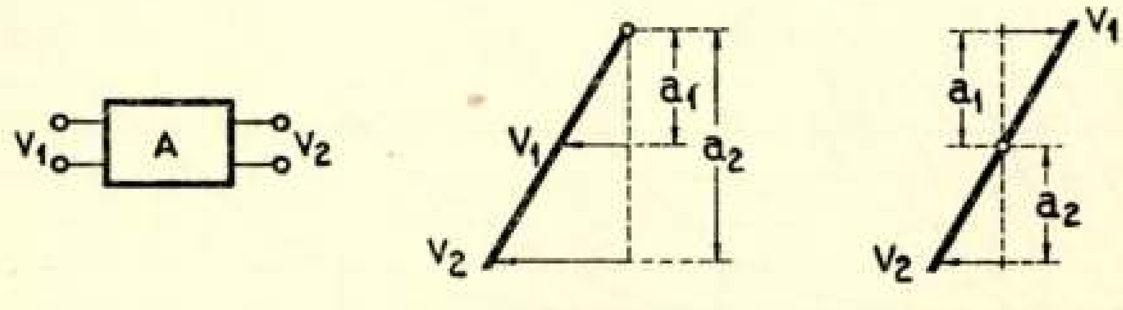
Men heeft hier:

$$V_2(t) = V_1(t-T) \qquad \text{resp.} \qquad V_2(\vartheta) = V_1(\vartheta - \Theta)$$

Wederom wordt dus de tijd $t$ teruggebracht tot een draaiingshoek $\vartheta$, terwijl de looptijd $T$ overgaat in de hoek $\Theta$.

*Versterking.*

In de hefboom vinden wij tenslotte een eenvoudig middel om bewegingen in fase (fig. 5b) of in tegenfase (fig. 5c) te versterken of te verzwakken.




a) b) c)
Fig. 5.
Versterking.

## III. *Relaxatieketens in cascade.*

In fig. 6 is het geval voorgesteld van een aantal relaxatieketens in cascade, zooals zich dat bijv. voordoet bij de meertraps weerstandversterker.

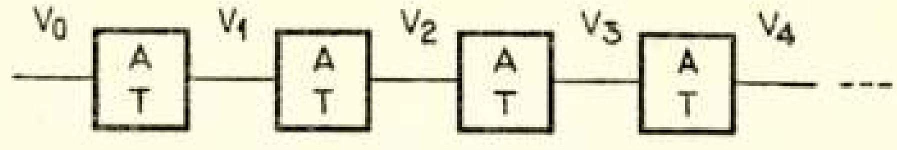



Fig. 6.
Weerstandversterking met n identieke trappen.

Men stelle zich voor dat iedere trap een versterking $A$ met faseomkeering vertoont en bovendien behept is met een relaxatietijd $T = RC$ welke ontstaat doordat de weerstand $R = \frac{R_i R_u}{R_i + R_u}$ is overbrugd door een parasitaire capaciteit $C$. De invloed der koppelcondensatoren wordt buiten beschouwing gelaten.

De analyse van het electrische circuit met $n$ identieke trappen levert dan voor het verloop van de spanningen $V_n$ als gevolg van het inschakelen van een eenheidsspanning $V_o = 1(t)$ de volgende uitdrukking op:

$$V_n = V_o(-1)^n A^n \left[ 1 - \varepsilon^{-\frac{t}{T}} \left( 1 + \frac{\frac{t}{T}}{1!} + \frac{\left(\frac{t}{T}\right)^2}{2!} + \frac{\left(\frac{t}{T}\right)^3}{3!} + \dots \frac{\left(\frac{t}{T}\right)^{n-1}}{(n-1)!} \right) \right] =$$

$$= V_o(-1)^n A^n f_n\left(\frac{t}{T}\right)$$

In fig. 7 zijn de overgangsfuncties $f_n\left(\frac{t}{T}\right)$ geteekend voor oploopende waarden van $n$.

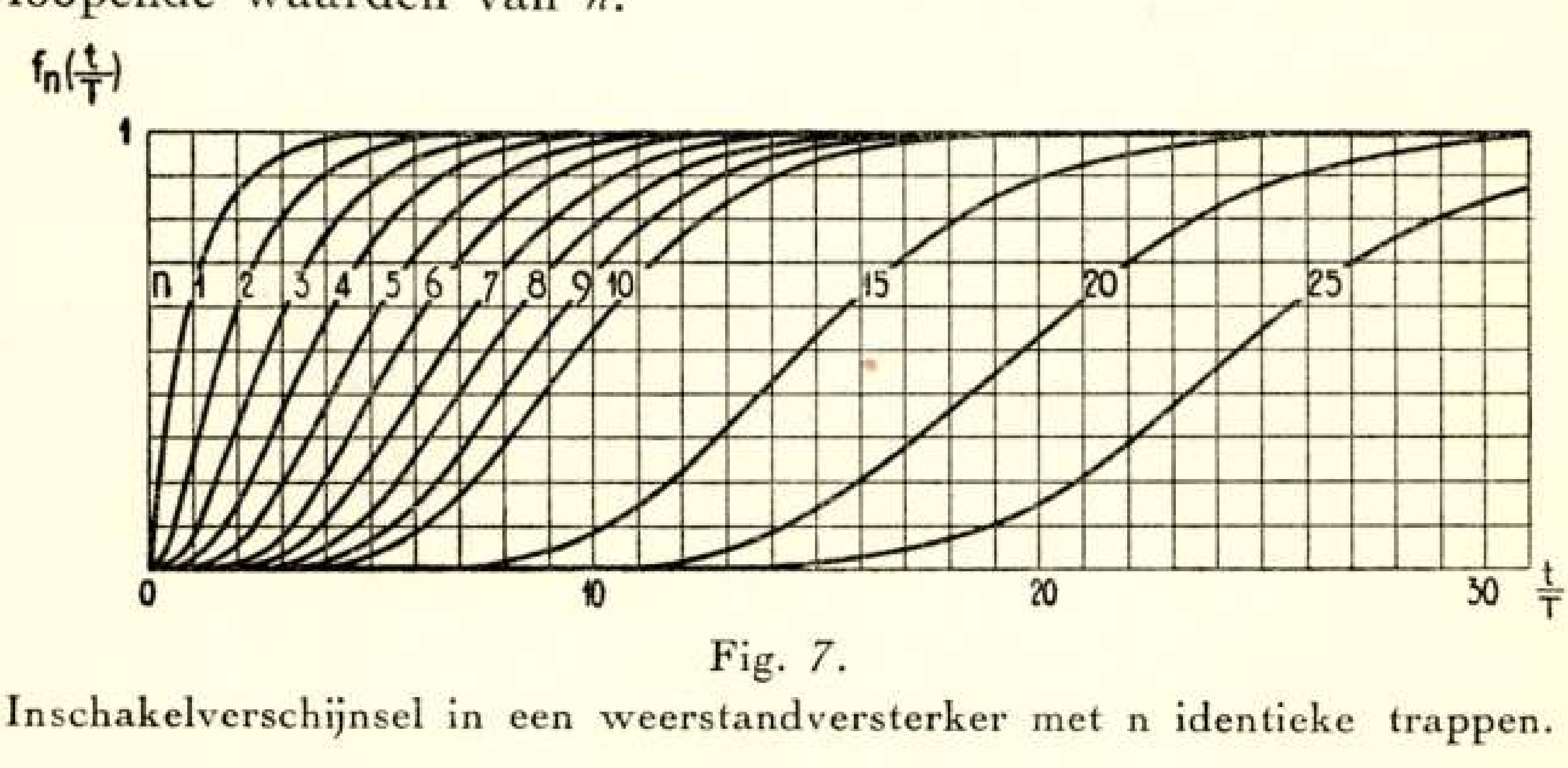



Fig. 7.
Inschakelverschijnsel in een weerstandversterker met n identieke trappen.

Opvallend is, vooral bij de verder gelegen trappen, het aanvankelijk nagenoeg vlakke verloop, dat op een gegeven oogenblik in een min of meer steil oploopend spanningsfront overgaat. Dit verleent aan het verschijnsel het typische karakter van een voortschrijdende golf en vindt zijn mathematische verklaring in het verdwijnen voor $t = 0$ van alle afgeleiden tot en met de $n-1^{ste}$.

Het kinematische aequivalent van de schakeling volgens fig. 6, met weglating van de versterking $A$ en fasedraaiing $\pi$ per trap, welke niet essentieel zijn voor het qualitatieve verloop der overgangsverschijnselen, is voorgesteld in fig. 8.

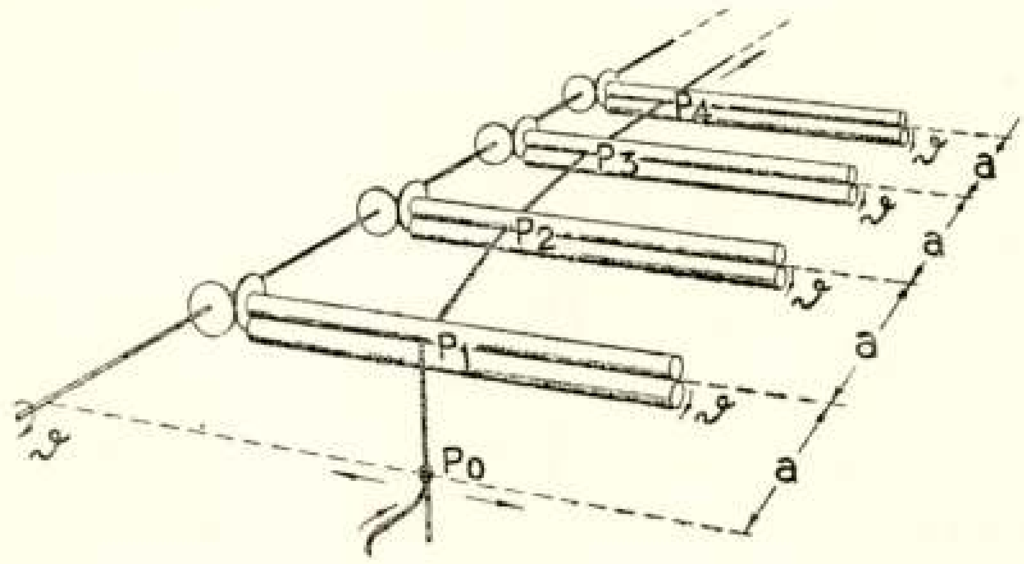



Fig. 8.
Kinematisch aequivalent van de n-traps weerstandversterker.

Hier zijn een aantal walsen, bestaande uit cylinders met straal $r$, op gelijke afstanden evenwijdig aan elkaar opgesteld. Zij kunnen met behulp van tandwieloverbrengingen $1:1$ door een aandrijfmechanisme over gelijke hoeken $\vartheta$ worden gedraaid. Vanuit een verplaatsbaar punt $P_0$ wordt een rekbaar koord[1]) tusschen de cylinders van het walswerk doorgeleid. Het bereikt de verschillende cylinders in de punten $P_{1,2,\dots n}$ en wordt door draaien der cylinders naar achteren doorgetrokken. Noemen wij de afstanden van de punten $P_{0,1,\dots n}$ tot een gemeenschappelijk loodvlak op de cylinderassen (bijv. door de linkeruiteinden) $V_{0,1,\dots n}$ dan zijn deze grootheden door dezelfde differentiaalbetrekkingen met elkaar verbonden als de spanningen $V_{0,1,\dots n}$ in de $n$-traps cascadeschakeling van relaxatieketens, met dien verstande dat in het eerste geval $\vartheta$ en in het tweede geval $t$ de onafhankelijk variabele is. Bij elke overgang van het koord naar een volgende wals treedt nl. een relaxatieconstante $\Theta = \frac{a}{r}$ op.

[1]) Bij de proeven werd het z.g.n. "Elastic Yarn", een met zijde omsponnen rubberdraad, gebruikt.

Het overgangsverschijnsel volgens fig. 7 laat zich als volgt aan het kinematische model demonstreeren. Terwijl de cylinders stilstaan wordt eerst het koord in rechte lijn links tusschen de walsen gelegd zoodat $V_{0,1,\ldots n}=0$ voor $\vartheta=0$. Daarna wordt het punt $P_0$ over de eenheid van lengte naar rechts verplaatst, zoodat het koord van $P_0$ naar $P_1$ schuin op de eerste wals zal invallen. Gaan wij de cylinders nu aandrijven in de in fig. 8 geteekende zin, dan zal het punt $P_1$ zich onmiddellijk naar rechts beginnen te bewegen. Hierop volgt met zekere vertraging $P_2$, daarna $P_3$ enz. De sprong welke $V_0$ gemaakt heeft zal zich geleidelijk mededeelen aan de verderop gelegen cylinders. Het karakter van een voortplantingsverschijnsel komt op deze wijze zeer fraai tot uiting.

*Opmerking.* Tijdens het overgangsproces varieeren de lengten der koorden tusschen de walsen. Deze lengteverschillen worden door de rek van het "elastic yarn" opgenomen. Berekening toont aan dat nergens op den duur een teveel aan koord zal ontstaan zoodat het slap zou komen te hangen, en evenmin een zoodanig tekort dat de elasticiteitsgrens zou worden overschreden.

De krommen $f_n\left(\frac{t}{T}\right)$ van fig. 7 kunnen met het kinematisch model worden opgenomen door tegelijk met het koord door de $n^{de}$ wals een papierstrook te laten loopen en het koord in stempelinkt te drenken, zoodat een afdruk op het papier ontstaat (vgl. fig. 11).

## IV. *Relaxatie- en looptijdketens in cascade.*

Wij beschouwen thans het geval van een cascadeschakeling van afwisselend relaxatie- en looptijdketens (fig. 9).

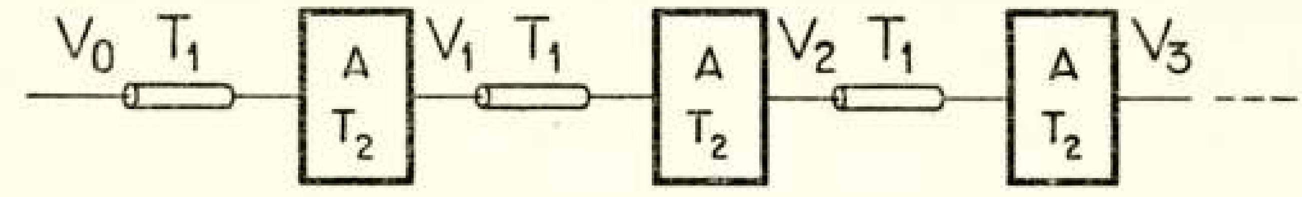
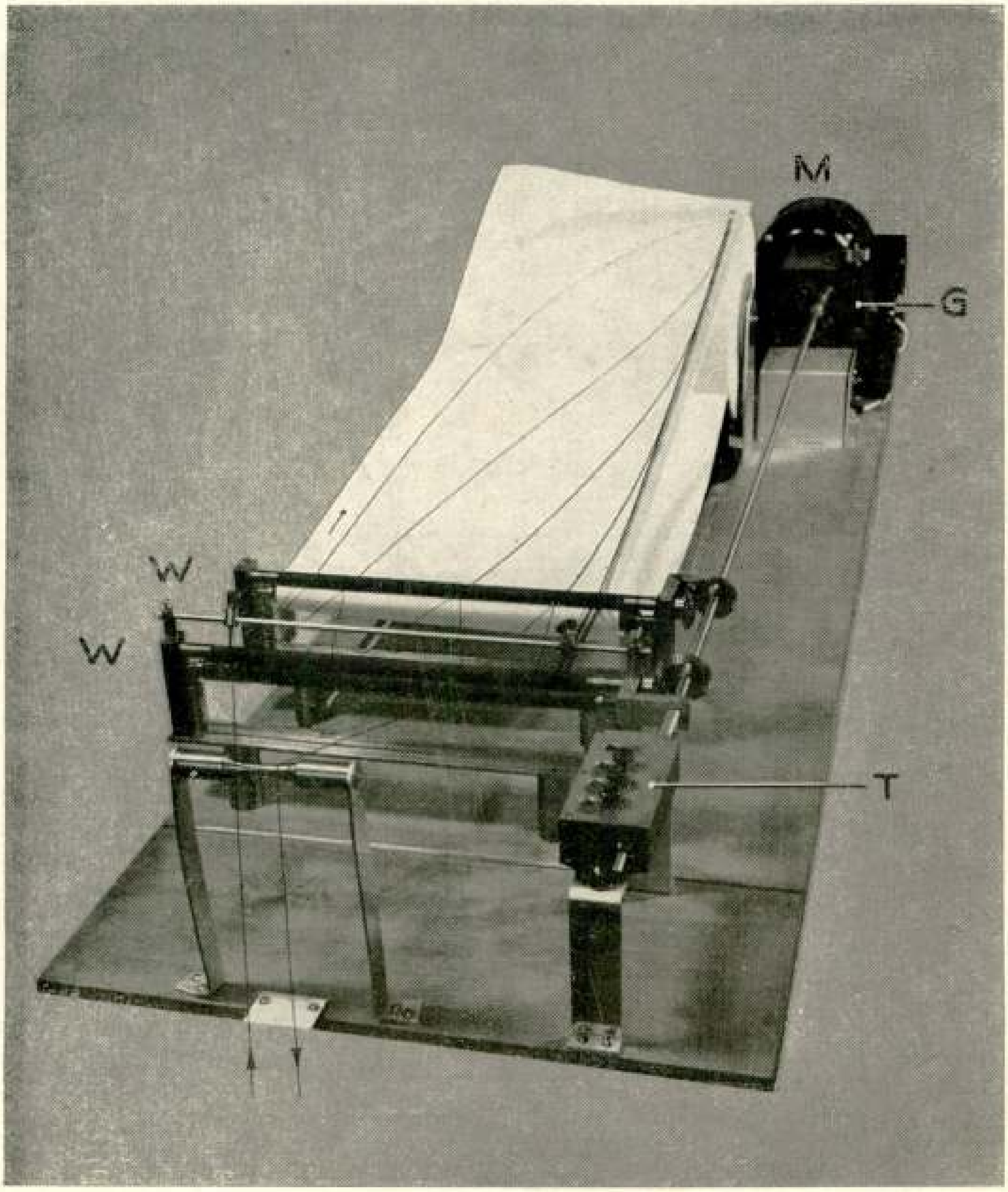



Fig. 9.

Lange leiding van looptijd $T_1$ per sectie, onderbroken door weerstandversterkers met relaxatietijd $T_2$.

Aan dit schema zou bijv. een geidealiseerde kabel, op gelijke afstanden onderbroken door eentraps weerstandversterkers (repeaters) kunnen beantwoorden. Het overgangsverschijnsel in een dergelijk systeem vertoont eigenlijk geen nieuwe gezichtspunten vergeleken bij het onder III behandelde geval; alleen onder-




Figuur 11.
Kinematisch model voor het systeem volgens fig. 9.

vinden de spanningen $V_n$ behalve de relaxatie voorgesteld in fig. 7 nog een extra vertraging van $nT_1$ sec. Men heeft zich dus de krommen van fig. 7 slechts over gelijke afstanden naar rechts uiteengeschoven te denken.

Wij brengen dit geval echter naar voren daar het aanmerkelijk gemakkelijker kinematisch is te realiseeren. Men kan hier nl. volstaan met twee cylinders (fig. 10) waar het koord eenvoudig $n$ maal omheen geslagen wordt.

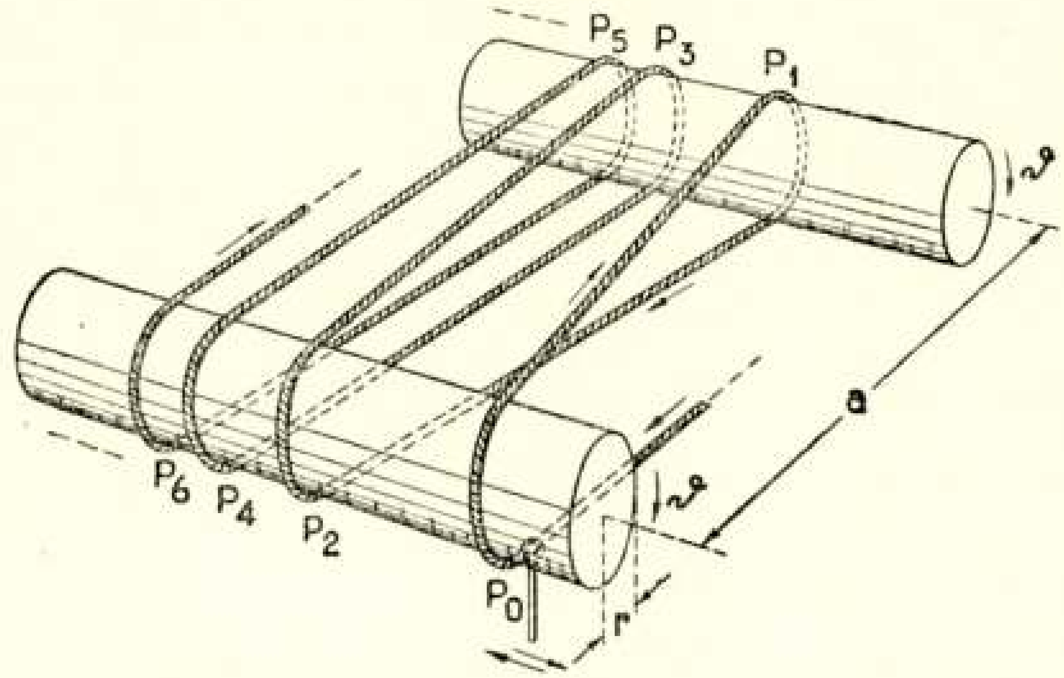



Fig. 10.
Kinematisch aequivalent van het systeem volgens fig. 9.

Daar het koord over de halve omtrek op de cylinders rust treedt telkens een loopvertraging $\Theta_1 = \pi$ op; hierop volgt bij de overgang van de eene naar de andere cylinder telkens een relaxatie met $\Theta_2 = \frac{a}{r}$. De verhouding $\frac{\Theta_2}{\Theta_1} = \frac{a}{\pi r}$ heeft men door de afstand tusschen de cylinders te varieeren nog in de hand. Door $a \gg r$ te kiezen (dunne cylinders op groote afstand) krijgt men bij benadering het onder III behandelde geval met $\Theta_1 = o$ terug.

Een practische uitvoering van het model is in fig. 11 afgebeeld. Men zal hierin de hoofdelementen van de schematische voorstelling volgens fig. 10 herkennen. De cylinders zijn met veerend bevestigde contra-cylinders tot walsen $W$ uitgebouwd teneinde slippen van de draden te voorkomen en een geleiding voor het registratiepapier te verkrijgen. Deze walsen kunnen m.b.v. een motor $M$ en de gangwissel $G$ met willekeurige snelheid worden gedraaid. Er wordt een koord zonder eind gebruikt, dat in inkt gedrenkt is. Fig. 11 toont een moment tijdens de registratie van de krommen $V_n$ voor de oneven trappen op een papierstrook welke door de achterste wals wordt getrokken. In de voorste wals kunnen de overgangsverschijnselen in de even trappen worden opgeteekend.

Het probleem van de tijdaanwijzing is teruggebracht tot dat van een hoekaanwijzing. Een telwerk $T$ op de aandrijfas geeft de omwentelingshoek $\vartheta$ in veelvouden van $2\pi$. Bovendien zijn de cylinders voorzien van een uitstekend merkteeken dat bij elke omwenteling een gaatje in het papier drukt.

Een uitbreiding tot modellen van kabels, onderbroken door meertraps weerstandversterkers, kan verkregen worden door toevoeging van dubbele walsen. In fig. 12 is bijv. een systeem met tweetraps-repeaters voorgesteld, waarbij door $a' \neq a''$ te kiezen de relaxatieconstanten der beide trappen nog kunnen verschillen. Men heeft dan:

$$\Theta_1 = \pi \qquad \Theta_2' = \frac{a'}{r} \qquad \text{en} \qquad \Theta_2'' = \frac{a''}{r}$$

In de even trappen is de volgorde $\Theta_1 \Theta_2' \Theta_2''$, in de oneven trappen daarentegen $\Theta_1 \Theta_2'' \Theta_2'$, hetgeen op het uiteindelijk resultaat echter niet van invloed is.

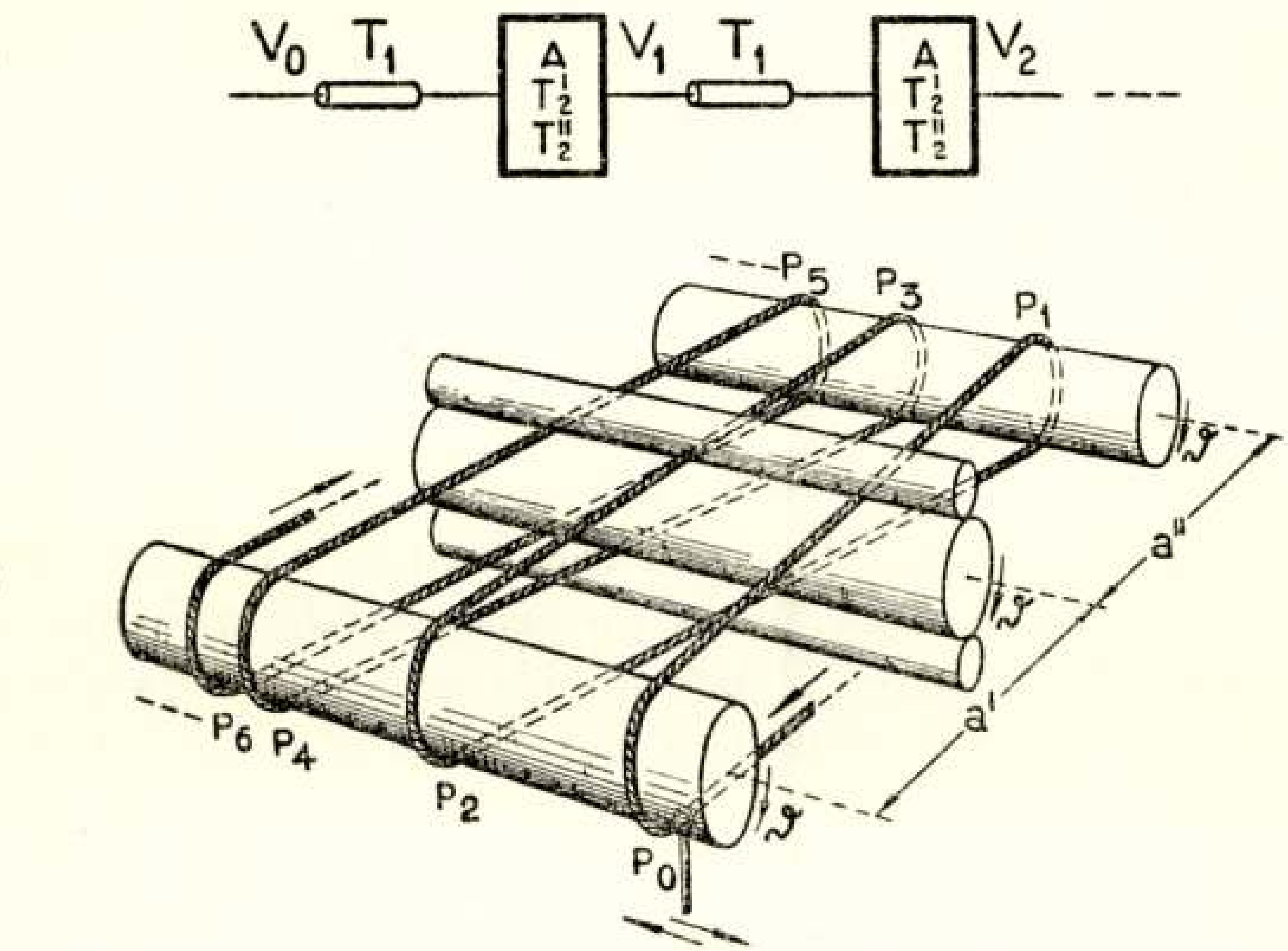



Fig. 12.

Lange leiding met looptijd $T_1$ per sectie, onderbroken door tweetraps weerstandversterkers met relaxatietijden $T_2'$ en $T_2''$.

a) Electrisch. b) Kinematisch

## V. *Teruggekoppelde cascadeschakelingen van relaxatiekelens.*

Terugkoppeling kan in het onder III behandelde kinematische model worden ingevoerd door de beweging van het punt $P_n$ m.b.v. een hefboommechanisme naar het beginpunt $P_0$ terug te

brengen. Door geschikte keuze der hefboomsoort kan mee- of tegenkoppeling worden verkregen, terwijl men met de lengteverhouding der hefboomsarmen de terugkoppelfactor in de hand heeft.

a)

b)

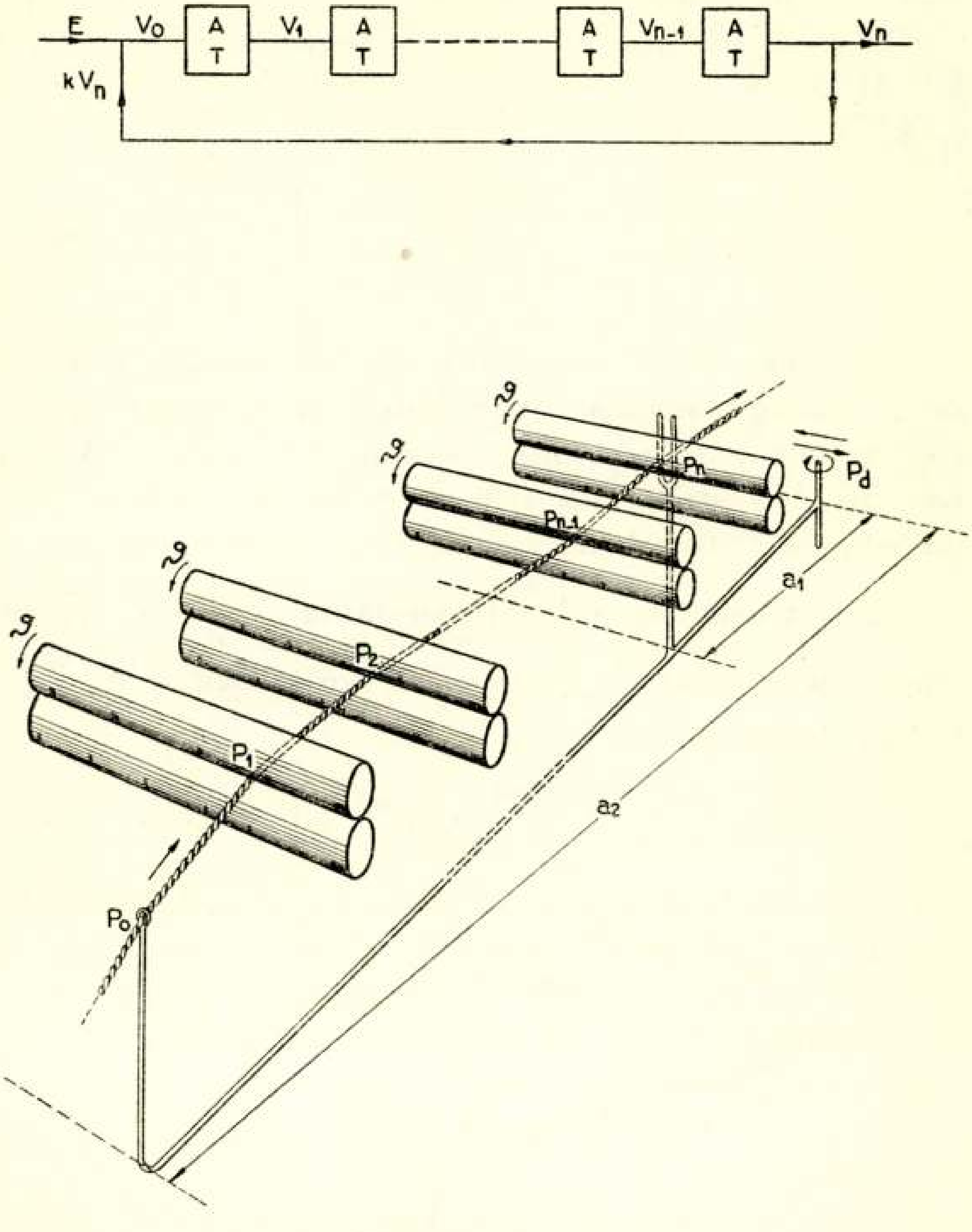



Fig. 13.
Teruggekoppelde n-traps weerstandversterker.
a) Electrisch. b) Kinematisch.

Wij bepalen de gedachten tot een teruggekoppelde $n$-traps weerstandversterker volgens fig. 13a. Iedere trap zij behept met een relaxatietijd $T$ en vertoone een versterking $A$ met faseomkeering.

Men heeft dus:

$$\left(T\frac{d}{dt}+1\right)^n V_n = (-1)^n A^n V_o \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 1)$$

en bij terugkoppeling van het gedeelte $kV_n$ van de uitgangsspanning op de ingang:

$$V_o = E + kV_n \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 2)$$

waarin $k$ de *terugkoppelfactor* is, welke positief of negatief kan zijn naar gelang men met mee- of tegenkoppeling te doen heeft. Uit 1) en 2) volgt voor de relatie tusschen $V_n$ en $E$ een differentiaal-vergelijking van de $n^{de}$ orde:

$$\left[(-1)^n \left(\frac{T\frac{d}{dt}+1}{A}\right)^n - k\right] V_n = E \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 3)$$

Wij zullen thans aantoonen dat het kinematische model tot een volkomen analoge betrekking leidt wanneer het hefboommechanisme aan bepaalde voorwaarden voldoet. Aan de hand van fig. 13b stelle men zich voor dat een rekbaar koord vanuit het punt $P_o$ tusschen $n$ gelijke walsen door wordt geleid; bij elke overgang treedt een relaxatieconstante $\Theta = \frac{a}{r}$ op. De verplaatsingen der punten $P_{o,1 \dots n}$ noemen wij wederom $V_{o,1 \dots n}$.

Men heeft dan:

$$\left(\Theta \frac{d}{d\vartheta} + 1\right)^n V_n = V_o \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 4)$$

Bij het verlaten van de $n^{de}$ wals bestuurt het koord de arm $a_1$ van de hefboom [1]). Het draaipunt $P_d$ van deze hefboom is verschuifbaar evenwijdig aan de cylinderassen en dient als aangrijpingspunt voor de uitwendige verstoring. Wij veronderstellen dat aan dit punt een verplaatsing $V_d$ evenredig met $E$ wordt gegeven; bij de overdracht hiervan naar $P_o$ fungeert $P_n$ als draaipunt.

De resulteerende beweging van $P_o$ wordt dan:

$$V_o = \left(1 - \frac{a_2}{a_1}\right) V_d + \frac{a_2}{a_1} V_n \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 5)$$

Hierin zijn $a_1$ en $a_2$ als algebraische grootheden behandeld,

[1]) De hefboommechanismen zijn in het onderstaande ter wille van de duidelijkheid eenvoudiger geschetst dan zij in werkelijkheid uitgevoerd kunnen worden. Zonder meer zullen de uiteinden van een hefboom nl. geen rechtlijnige, doch cirkelvormige bewegingen uitvoeren. Dit is echter op eenvoudige wijze te ondervangen door toepassing van parallelgeleidingen e.d., zooals nog aan de hand van fig. 19 zal blijken.

zoodat $\frac{a_2}{a_1}$ positief uitvalt wanneer $P_o$ en $P_n$ aan dezelfde zijde, en negatief wanneer zij aan verschillende zijden van $P_d$ liggen.

Uit 4) en 5) volgt nu:

$$\left[\frac{\left(\Theta\frac{d}{d\vartheta}+1\right)^n}{\frac{1}{k}\frac{a_2}{a_1}}-k\right]V_n=k\left(\frac{a_2}{a_1}-1\right)V_d \quad \ldots\ldots \quad 6)$$

Kiest men vervolgens:

$$\frac{a_2}{a_1}=(-1)^n kA^n \quad \ldots\ldots\ldots \quad 7)$$

en

$$V_d=\frac{E}{\frac{(-1)^n}{A^n}-k} \quad \ldots\ldots\ldots \quad 8)$$

dan gaat 6) over in:

$$\left[(-1)^n\frac{\left(\Theta\frac{d}{d\vartheta}+1\right)^n}{\frac{1}{k}\frac{a_2}{a_1}}-k\right]V_n=E \quad \ldots\ldots \quad 9)$$

Deze vergelijking komt inderdaad geheel met 3) overeen, met dien verstande dat wederom $\vartheta$ voor $t$, en $\Theta$ voor $T$ in de plaats treden. De voorwaarde 7) houdt in dat in het hefboommechanisme de fasedraaiing $n\pi$, de terugkoppelfactor $k$ en de versterking $A^n$ verdisconteerd zijn.

Bovenstaande beschouwingen omvatten de in zichzelf kortgesloten 2- en 3-traps weerstandversterkers als bijzondere gevallen. Voor $k=1$, $n=2$ verkrijgt men een schakeling, bekend als het kiprelais van Gábor [1]), een aperiodieke ontaarding van de multivibrator, terwijl $k=1$, $n=3$ voert tot een type carousselschakelingen welke zijn beschreven door van der Mark en van der Pol [2]).

Onder VII komen wij op systemen van deze aard nog terug,

---

[1]) D. Gábor, Diss. Berlin 1926.

[2]) v. d. Mark en v. d. Pol, Tijdschr. Ned. Radio Gen. **6**, 79, 1934.

in verband met de kinematische voorstelling van frequentie-selectieve ketens.

## VI. *Automatische regelsystemen met looptijd en relaxatietijd.*

Wij beschouwen thans de schakeling volgens fig. 14 en veronderstellen dat hierop de volgende vergelijkingen van toepassing zijn:

$$\left.\begin{aligned} & V_0 = V_1 + V_4 && \text{(terugkoppeling)} \\ & V_2(t) = V_0(t - T_1) && \text{(looptijd)} \\ & T_2 \frac{dV_3}{dt} + V_3 = V_2 && \text{(relaxatie)} \\ & V_4 = A V_3 && \text{(versterking)} \end{aligned}\right\} \quad \ldots 1)$$

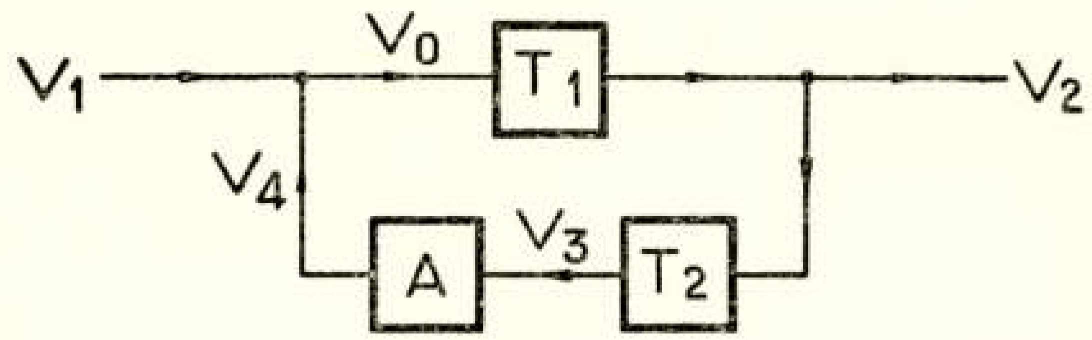



Fig. 14.
Teruggekoppeld circuit met looptijd $T_1$ relaxatietijd $T_2$ en versterking $A$.

Het betreft hier dus een geval van lineaire terugkoppeling waarbij een gesloten circuit ontstaat met een looptijd $T_1$, een relaxatietijd $T_2$ en een versterking $A$ in serie. Wij zullen eerst nagaan welke rol een schakeling van dit type speelt bij het onderzoek naar de stabiliteit van zekere automatische regelsystemen met niet-lineaire terugkoppeling, zooals compressors, expanders e.d. [1]). Fig. 15 geeft de inrichting van een dergelijk systeem schetsmatig weer.

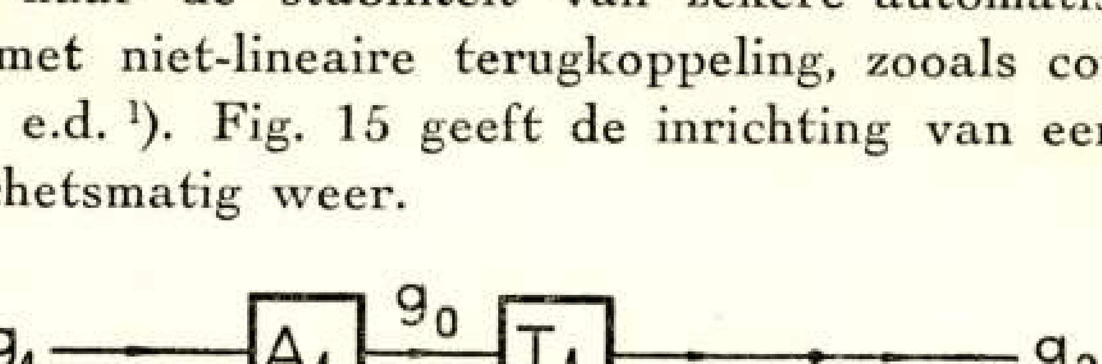



Fig. 15.
Automatisch regelsysteem met looptijd en relaxatietijd.

[1]) Vgl. K. Küpfmüller, E.N.T. 5, 459, 1928,
en E. Kettel, Die Telefunkenröhre Hft 17 Dez. 1939.

Een grootheid $g_1$ wordt door een versterker, welke filterketens bevat, omgezet in een grootheid $g_2$. De versterkingsfactor zij $A_1$ en wij veronderstellen dat het gedrag van de filters bij benadering is te beschrijven door het optreden van een looptijd $T_1$.

De grootheid $g_1$ zij aan amplitudevariaties onderhevig, welker invloed op $g_2$ wij willen verminderen (compressie) of vergrooten (expansie). Tot dit doel wordt $g_2$ omgezet in een grootheid $g_3$ welke evenredig is met de amplitude van $g_2$, doch het verloop hiervan met een door $T_2$ gekarakteriseerde relaxatie-vertraging vertoont (vgl. de werking der regeldiode, gevolgd door $RC$-vertraging, bij automatische volumeregeling). Na een versterking $A_2$ ontstaat uit $g_3$ de regelgrootheid $g_4$, welke vervolgens de versterkingsfactor $A_1$ beïnvloedt. De afhankelijkheid $A_1 = f(g_4)$ wordt voorgesteld door een bepaalde *regelkarakteristiek.*

Het blijkt nu dat de verhouding van de amplitudines van $g_1$ en $g_2$ verschilt van de verhouding der differentialen dezer amplitudines. Men vindt nl.:

$$\left|\frac{g_2}{g_1}\right| = A_1 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 2)$$

doch:

$$\frac{d|g_2|}{d|g_1|} = \frac{A_1}{1 - A_2 \dfrac{d(lgA_1)}{dg_4}|g_2|} = \frac{A_1}{K} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 3)$$

Men heeft dus te maken met:

$$\textit{compressie} \text{ wanneer } K > 1, \text{ dus als } A_2 \frac{d(lgA_1)}{dg_4} < 0$$

$$\textit{expansie} \text{ wanneer } K < 1, \text{ dus als } A_2 \frac{d(lgA_1)}{dg_4} > 0$$

Wij bepalen ons tot het geval van compressie. Voor een effectieve compressie streeft men er naar de *regelfactor* $K$ zoo groot mogelijk te maken. Naar het schijnt zou men hiertoe de versterking in het regelcircuit en de steilheid van de regelkarakteristiek slechts voldoende hebben op te voeren. In werkelijkheid wordt hieraan echter een grens gesteld doordat het systeem instabiel kan worden. In het bovenstaande werd uitgegaan van stationnaire toestanden en de vraag, of en onder welke voorwaarden deze inderdaad bestaan werd geheel terzijde gelaten.

Ter beantwoording van deze vraag maken wij gebruik van

de methode van kleine variaties om het betreffende punt. Het blijkt dan dat voor kleine variaties het niet-lineaire systeem van fig. 15 gelijkwaardig is met het lineaire systeem volgens fig. 14, met dien verstande dat de grootheden $V_i$ correspondeeren met de relatieve amplitudevariaties $\frac{\Delta|g_i|}{|g_i|}\ _{i=1\ldots4}$, terwijl $A$ numeriek gelijk wordt aan de factor $A_2\frac{d(lg A_1)}{dg_4}|g_2|=1-K$.

Op dit lineaire geval is het stabiliteitscriterium van Nyquist [1]) van toepassing. Voor wat deze noemt de „admittantie" van het rondgaande circuit verkrijgt men uit de vergelijkingen 1) door het postuleeren van een oplossing van de vorm $\varepsilon^{j\omega t}$ de volgende uitdrukking:

$$w=u+jv=\frac{A\varepsilon^{-j\omega T_1}}{1+j\omega T_2} \quad \ldots\ldots\ldots 4)$$

De uit 4) te bepalen Nyquist-diagrammen zijn in het algemeen spiralen, welker karakter geheel bepaald wordt door de grootte der verhouding $\frac{T_2}{T_1}$. Zij ontaarden in cirkels voor $\frac{T_2}{T_1}=0$ (alleen looptijd) en $\frac{T_2}{T_1}=\infty$ (alleen relaxatietijd). In fig. 16 zijn voor enkele spiralen de takken waarop $\omega>0$ geteekend op schaal $1:|A|$. De complete lusfiguren kan men hieruit ontstaan denken door de krommen nog t.o.v. de $u$-as te spiegelen. Volgens Nyquist nu is de schakeling stabiel, wanneer het punt $0,\frac{1}{A}$ *niet* en instabiel wanneer het *wèl* door de lus wordt omvat.

Blijkens fig. 16 zal, wanneer $A>0$ (expansie), instabiliteit optreden zoodra $A>1$ gemaakt wordt. Is echter $A<0$ (compressie), dan zal bij vergrooten van $|A|$ het systeem des te langer stabiel blijven, naarmate $\frac{T_2}{T_1}$ grooter wordt gekozen, daar dan de spiralen sneller naar de oorsprong zullen convergeeren en het punt $0,\frac{1}{A}$ buitensluiten. Het is aldus mogelijk een willekeurig groote regelfactor $K$ te bereiken door opvoeren van $|A|$, doch het is duidelijk dat dit geschiedt ten koste van een steeds grooter vertraging in het regelcircuit. Fig. 17 geeft tenslotte een volledig beeld van de ligging der sta-

[1]) H. Nyquist, B.S.T.J. 11, 126, 1932.

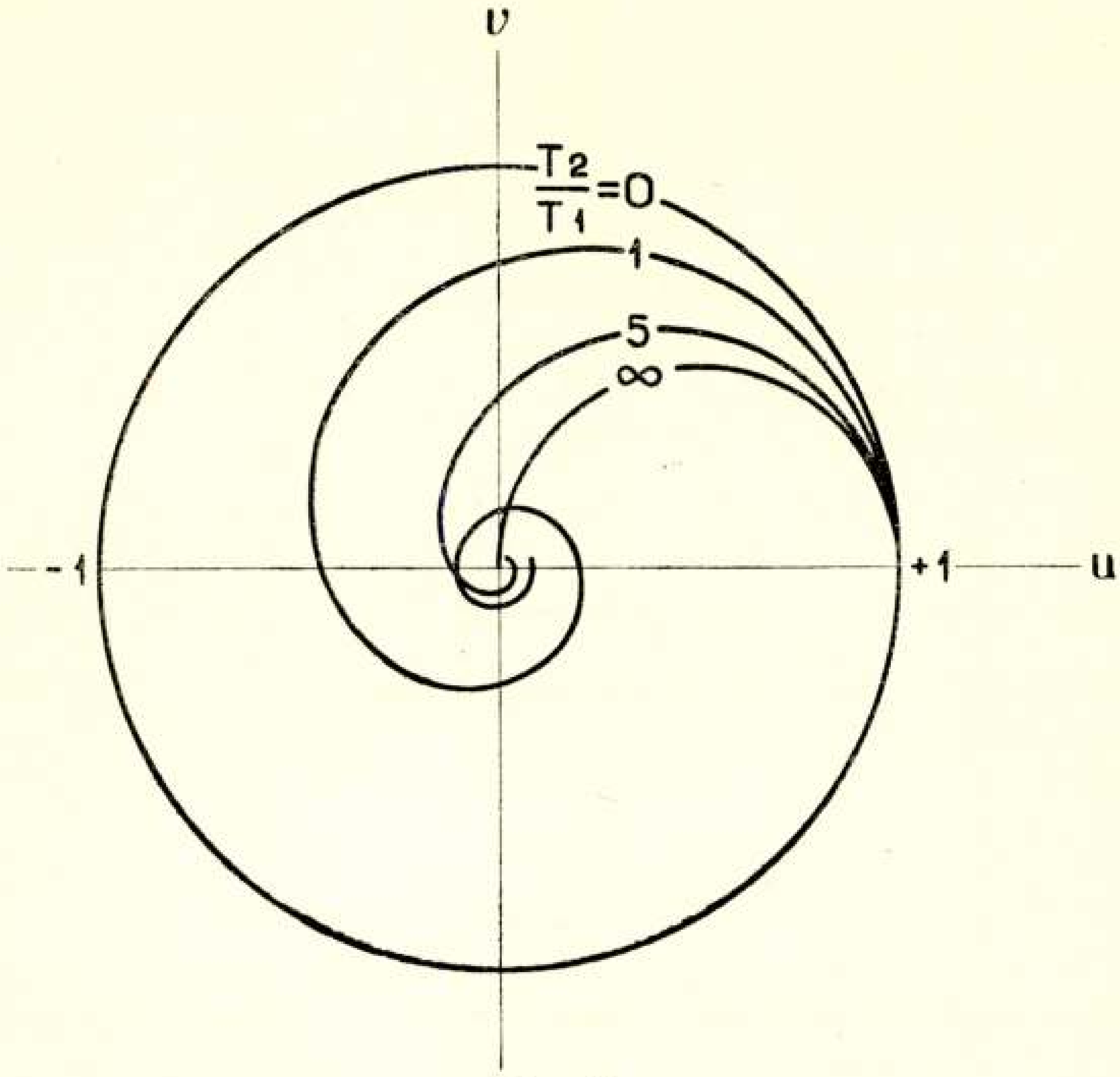



Fig. 16.
Diagrammen van Nyquist voor het circuit volgens fig. 14.

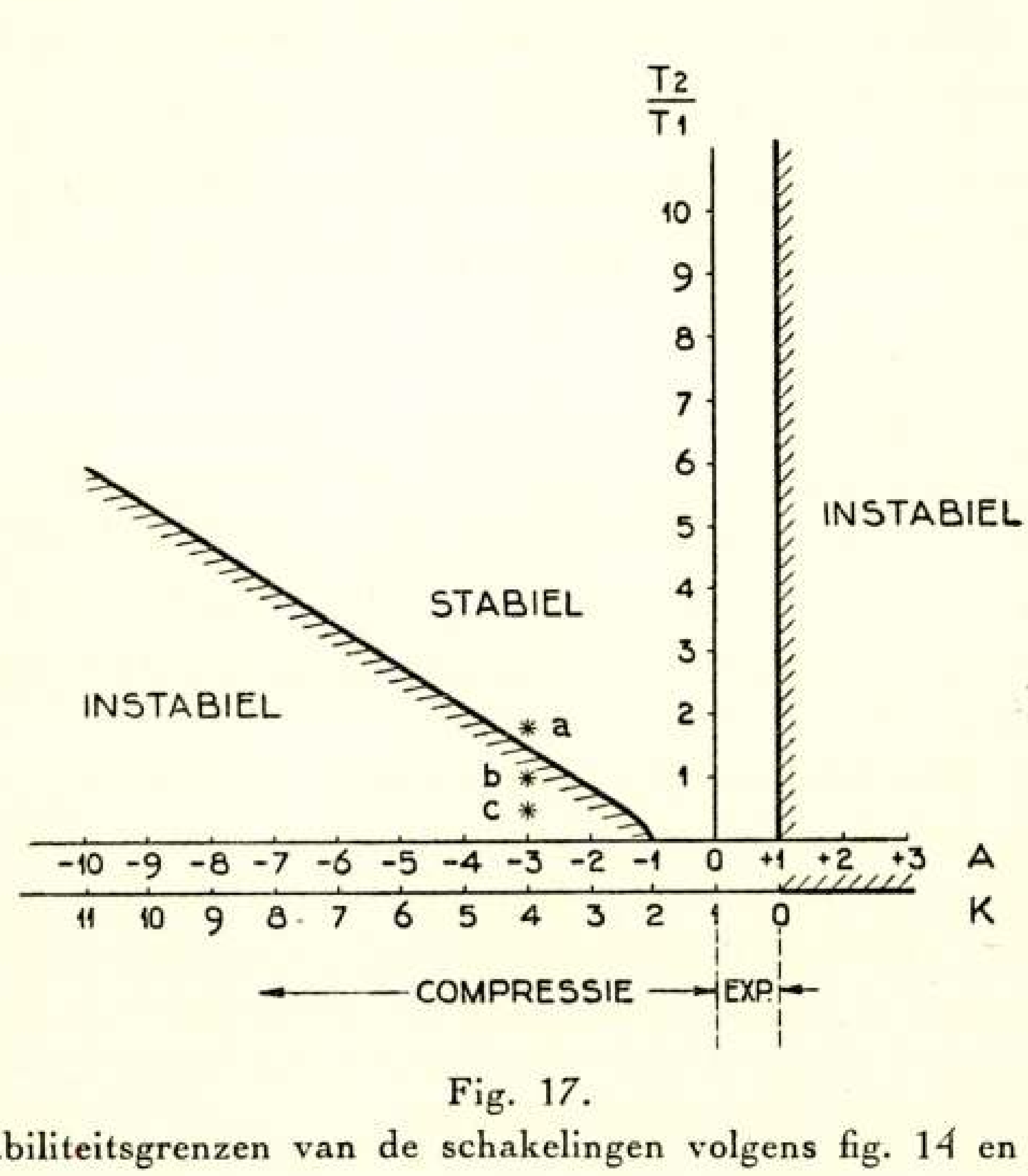



Fig. 17.
Stabiliteitsgrenzen van de schakelingen volgens fig. 14 en 15.

biliteitsgebieden, zooals deze uit de Nyquist-diagrammen werden berekend.

Het is interessant bovenstaande beschouwingen omtrent de stabiliteitsgrenzen te verifieeren m.b.v. het kinematische model. Dit verschaft tevens een indruk over de snelheid waarmee de bijregeling tot stand komt en de aard der trillingen welke daarbij optreden. Fig. 18 stelt in principe het kinematische aequivalent van het circuit volgens fig. 14 voor.

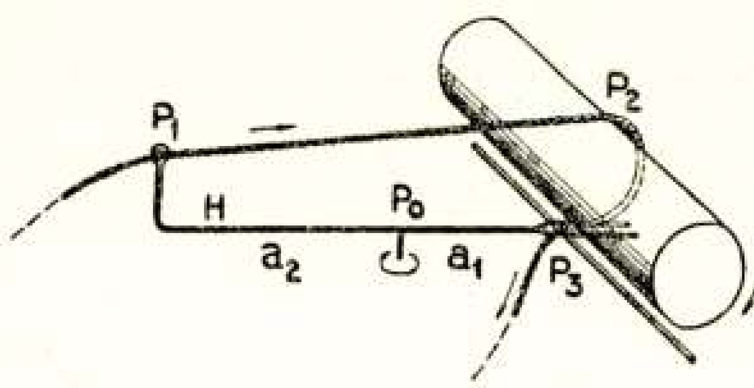
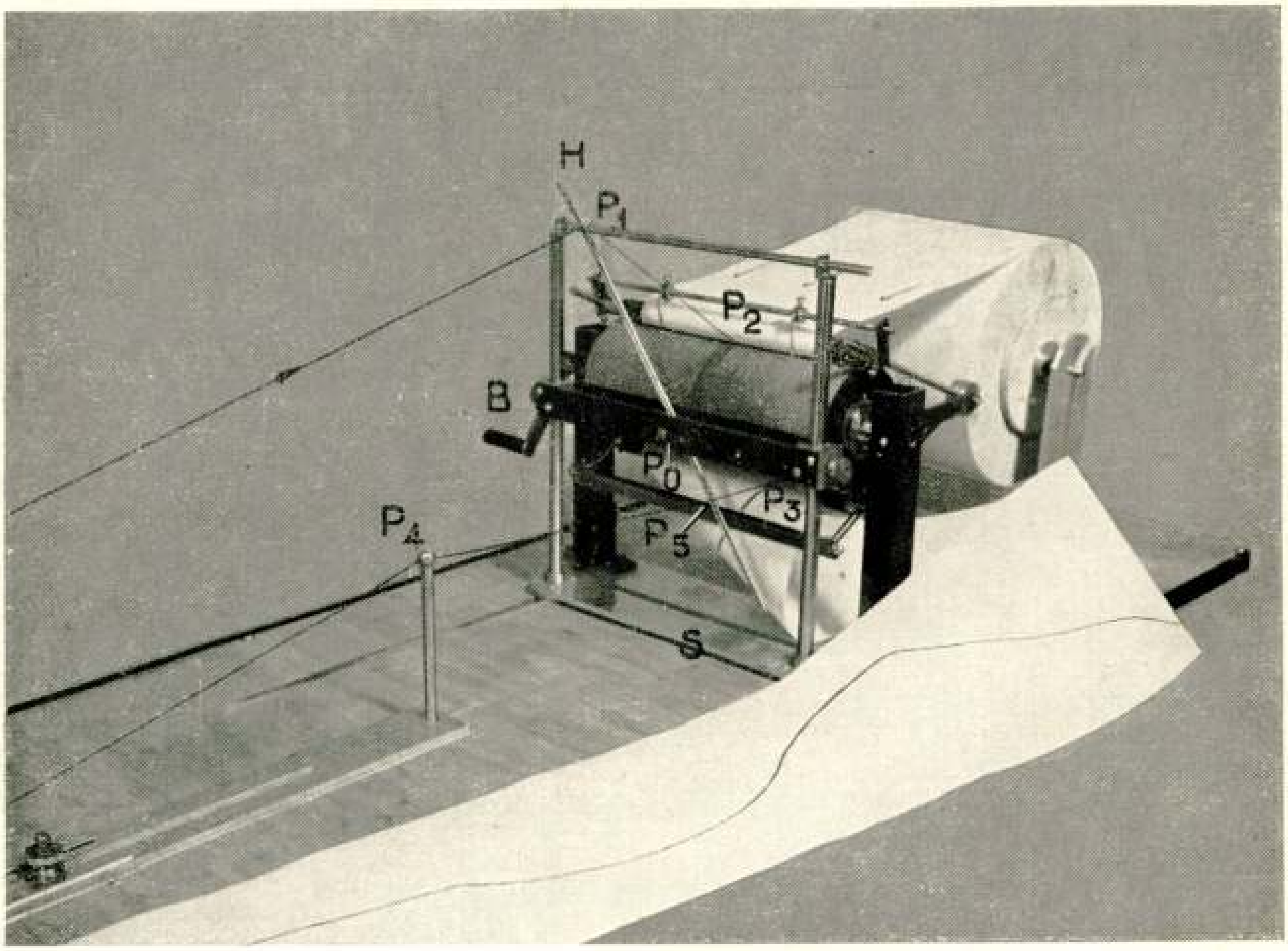



Fig. 18.
Kinematisch aequivalent van het circuit volgens fig. 14.

Een koord wordt vanaf het uiteinde $P_1$ van de hefboom $H$ naar het cylinderoppervlak gewikkeld, bereikt dit in het punt $P_2$ en blijft er zonder te verschuiven op liggen tot het in $P_3$ weer afgewikkeld wordt. De korte arm van de hefboom wordt door het vrijkomende koord bestuurd en brengt de bewegingen van $P_3$ versterkt en in tegenfase terug naar het uitgangspunt $P_1$. Wij hebben dus achtereenvolgens een relaxatie $\Theta_2 = \frac{a}{r}$ (waarin $a = a_1 + a_2$ en $r$ de straal van de cylinder), een loopvertraging $\Theta_2 = \pi$ en een versterking $A = -\frac{a_2}{a_1}$, hetgeen met het electrische geval overeenkomt op de volgorde van $\Theta_1$ en $\Theta_2$ na, welke echter geen essentieel punt vormt.

Het uitgevoerde model (fig. 19) toont op welke wijze de parallelbeweging der hefboomsuiteinden kan worden gerealiseerd. De hefboom is verticaal opgesteld en voorzien van een gleuf. Bij $P_1$ bestuurt de bovenste hefboomsarm het koord, dat tusschen de parallelgeleidingen en door de gleuf wordt gevoerd, en omgekeerd bestuurt bij $P_5$ het koord de onderste hefboomsarm doordat het vanaf $P_3$ tusschen de gleuf door naar het vaste punt $P_4$ wordt strakgetrokken. Weliswaar treedt hierdoor tusschen $P_3$ en $P_5$ een zekere verzwakking op, doch deze kan met de versterking van $P_5$ naar $P_1$ verrekend worden.

De relaxatieconstante $\Theta_2$ en daarmee de verhouding $\frac{\Theta_2}{\Theta_1}$




Figuur 19.
Kinematisch model voor het onderzoek van de stabiliteit van regelsystemen met looptijd en relaxatietijd.

($=\frac{T_2}{T_1}$ in het electrische geval) kan gevarieerd worden door verplaatsing van de steun S t.o.v. de cylinder, terwijl de grootte der versterking kan worden ingesteld door verplaatsen van het punt $P_4$ of door op- en neerschuiven van de brug $B$ welke het draaipunt $P_0$ draagt.

Het koord wordt tijdens de vertraging $\Theta_1$ tegen het met amarilpoeder ruw gemaakte oppervlak van de cylinder aangedrukt door een papierstrook, welke tusschen veerend bevestigde hulprolletjes doorgevoerd wordt. Op deze wijze wordt verschuiven of opkrinkelen van het koord op het oppervlak tegengegaan, terwijl tege-

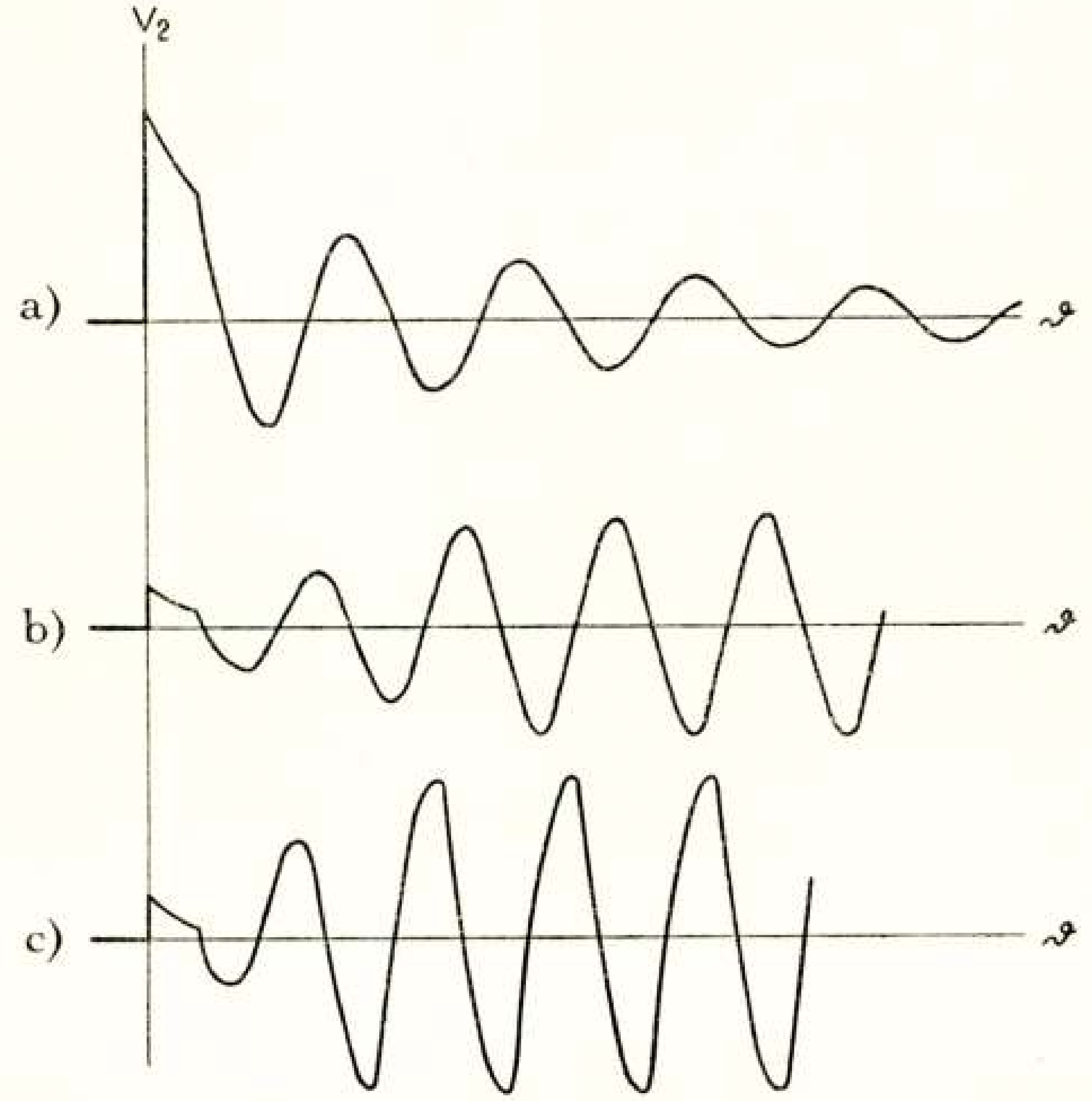



Fig. 20.

Overgangsverschijnselen verkregen met het model volgens fig. 19 bij instellingen correspondeerend met de punten a) b) en c) in fig. 17.

lijkertijd een afdruk van het verloop der verschijnselen op het papier wordt verkregen wanneer het koord met inkt is bevochtigd.

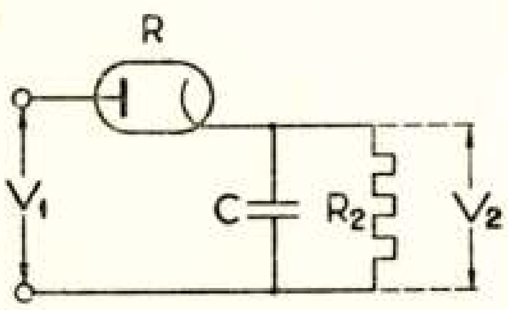
Om de stabiliteit van het kinematische systeem te onderzoeken worden eerst hefboom en koord in het loodvlak door $P_0$ op de cylinderas gebracht. Daarna brengt men een kleine verstoring aan door bijv. bij $P_2$ het koord een rechthoekige knik te geven. Bij draaien van de cylinder zal deze verstoring rondloopen en kan aanleiding geven tot een gedempt verschijnsel

(stabiele instelling) of een opslingerend verschijnsel (instabiele instelling). In het laatste geval gaat de hefboom met steeds toenemende amplitude heen en weer slaan tot door stuiten links en rechts begrenzing optreedt.

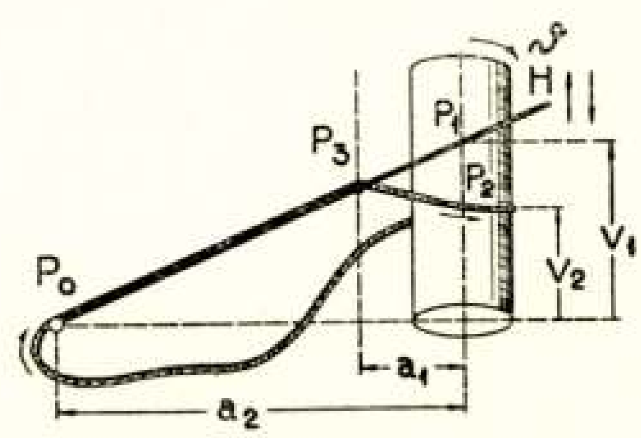
Fig. 20 toont enkele der op deze wijze met het kinematische model opgenomen overgangsverschijnselen voor instellingen correspondeerend met de punten a) b) en c) in fig. 17. Bij a) is het systeem stabiel en het uitslingerverschijnsel vertoont in groote benadering een gedempt sinusvormig verloop. Bij q) is $\frac{\Theta_2}{\Theta_1}$ iets beneden de kritische waarde verminderd; de trilling slingert op en verkrijgt tenslotte een nagenoeg sinusvormig verloop. Bij c) is $\frac{\Theta_2}{\Theta_1}$ nog kleiner gemaakt. Hierdoor geschiedt het opslingeren nog iets feller en ontstaat een grootere distorsie van de begrensde trilling.

## VII. *Gelijkrichting met afvlakking door een relaxatiekelen.*

Het blijkt mogelijk een instructieve kinematische voorstelling te geven van gelijkrichting met afvlakking door een *RC*-keten.



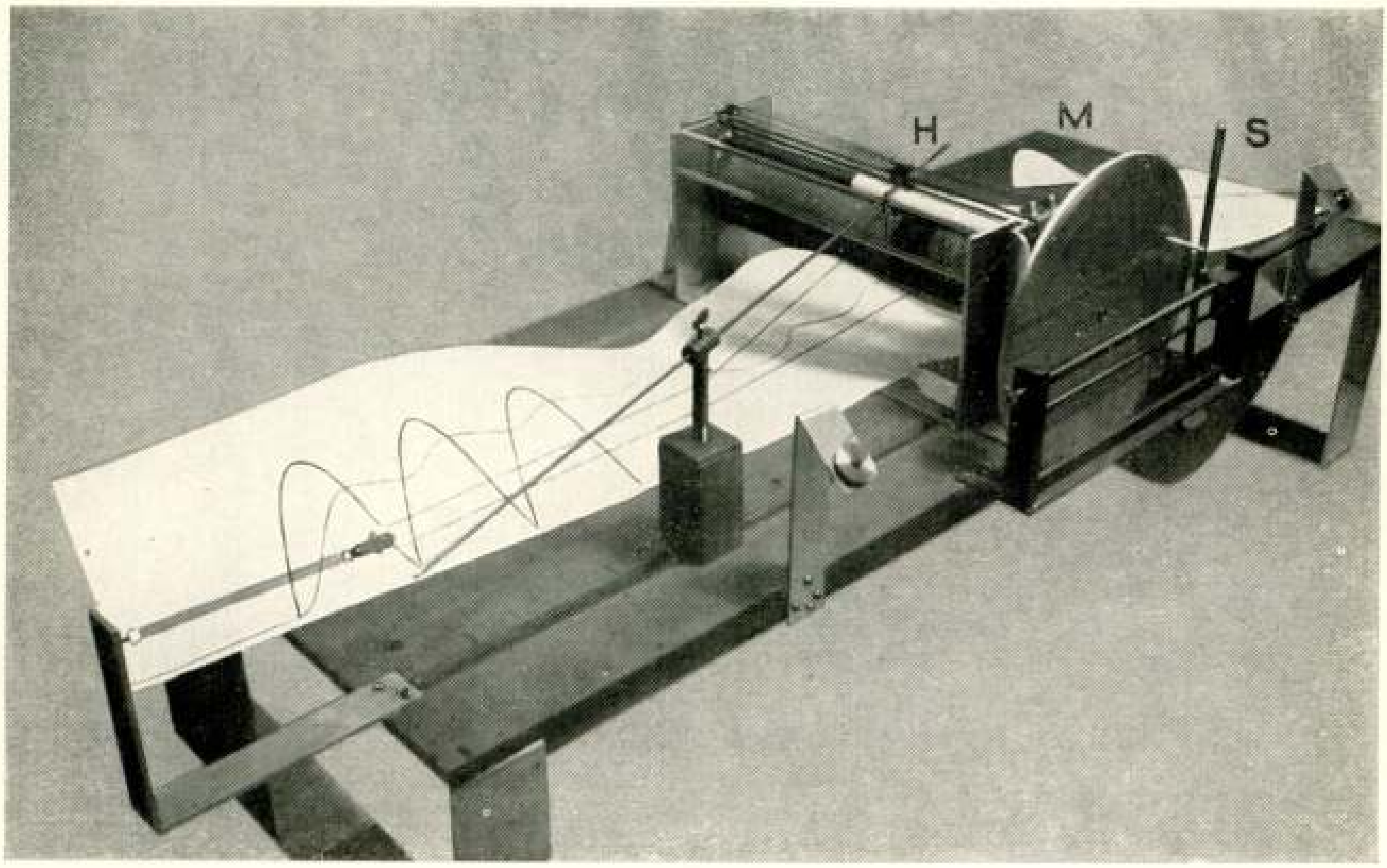

a) Electrisch.




b) Kinematisch.

Fig. 21.
Gelijkrichting met afvlakking door een relaxatieketen.

Wij beschouwen daartoe de schakeling van fig. 21a en nemen aan dat de inwendige weerstand van het gelijkrichterelement een constante waarde $R_1$ heeft in de doorlaatperiode, en in de sperperiode oneindig groot wordt. In fig. 21b is het kinematische aequivalent van deze schakeling schetsmatig weergegeven. Hier wordt een koord vanuit een vast punt $P_0$ over een afstand $a_2$ naar een cylinder met straal $r$ gewonden. Een hefboom $H$, draaibaar om hetzelfde punt $P_0$, beweegt een loodrecht op het teekenvlak staande staaf $P_3$ voort evenwijdig aan en op een afstand $a_1$ van de beschrijvende waarop het koord de cylinder bereikt. Deze staaf kan het koord alleen naar boven opduwen,




Figuur 22.
Kinematisch model voor een meerfasige gelijkrichter met afvlakking door een relaxatieketen.

laat het echter los wanneer $P_3$ beneden de verbindingslijn $P_o - P_2$ valt.

Wij zullen thans bewijzen dat de in de figuur aangegeven afstanden $V_1$ en $V_2$ door dezelfde differentiaalvergelijkingen naar $\vartheta$ verbonden zijn als de spanningen $V_1$ en $V_2$ in het electrische geval naar $t$, wanneer de afstanden $a_1$ en $a_2$ op geschikte wijze worden gekozen.

Men heeft:

$$T_1 \frac{dV_2}{dt} + V_2 = \frac{R_2}{R_1+R_2} V_1 \quad \text{als } V_1 > V_2$$

en:

$$T_2 \frac{dV_2}{dt} + V_2 = o \quad \text{als } V_1 < V_2$$

waarin:

$$T_1 = \frac{R_1 R_2}{R_1+R_2} C$$

$$T_2 = R_2 C$$

$$\Theta_1 \frac{dV_2}{d\vartheta} + V_2 = \frac{a_2 - a_1}{a_1} V_1$$

als $P_3$ het koord raakt,

en:

$$\Theta_2 \frac{dV_2}{d\vartheta} + V_2 = o$$

als $P_3$ het koord niet raakt.

$$\Theta_1 = \frac{a_1}{r}$$

$$\Theta = \frac{a_2}{r}$$

Kiest men nu $\frac{a_1}{a_2} = \frac{T_1}{T_2}$ dan stemmen de linker leden der vergelijkingen overeen; voorts wordt $\frac{a_2 - a_1}{a_2} = 1 - \frac{a_1}{a_2} = 1 - \frac{T_1}{T_2} = 1 - \frac{R_1}{R_1+R_2} =$ $= \frac{R_2}{R_1+R_2}$ zoodat ook de rechter leden identiek worden. Tenslotte overtuigt men zich gemakkelijk van de gelijkheid der grenscondities wanneer men bedenkt dat $P_3$ het koord zal loslaten wanneer dit strak komt te staan van $P_o$ naar $P_2$, zoodat op dat moment $P_1$ en $P_2$ samenvallen, dus $V_1 = V_2$ is.

Fig. 22 toont hoe het op bovenstaande principes berustende kinematische gelijkrichtermodel werd uitgevoerd. Er is gebruik gemaakt van een koord zonder eind, dat door twee hulprolletjes, welke tevens voor de geleiding van het registratiepapier zorgen, tegen de cylinder wordt aangedrukt. Het geeft op deze wijze op het papier een afdruk van het verloop van $V_2$.

De afstanden $a_1$ en $a_2$ (vgl. fig. 21b) kunnen resp. door verschuiven van de parallelgeleiding voor $P_3$ en het draaipunt $P_o$ worden gevarieerd, zoodat het mogelijk is de inwendige weer-

stand van de gelijkrichter en de belasting willekeurig te kiezen.

De enkel- en meerfasige gelijkrichting van sinusvormige wisselspanningen kan worden voorgesteld door de hefboom *H* een uitwijking $V_1$ te geven, welke sinusvormig van de draaiingshoek afhangt. Voor dit doel is op de as van de cylinder een schijf aangebracht, aan de omtrek waarvan zes stiften met een onderlinge faseverschuiving van $60^0$ kunnen worden geplaatst. Deze stiften deelen aan de staaf *S* een beweging mede, welke door snaren over katrollen op de hefboom *H* wordt overgebracht. Door het inschroeven van de juiste fase-stiften kan aldus de gelijkrichting van 1, 2, 3, of 6-fasige wisselspanning worden zichtbaar gemaakt. In de geregistreerde $V_2$-krommen kunnen de $V_1$-sinuskrommen worden aangebracht m.b.v. een half-sinusvormige mal *M* welke wordt gelegd op merkteekens welke om de $60^0$ (correspondeerend met de plaatsing der fasestiften) door de cylinder in het papier worden gedrukt.

Niet alleen de stationnaire verschijnselen, doch ook de overgangsverschijnselen in de gelijkrichtschakeling volgens fig. 21a kunnen met het beschreven kinematische model op instructieve wijze worden gedemonstreerd en zelfs quantitatief worden vastgelegd. In de figuren 23 t.e.m. 26 zijn enkele der opgenomen krommen gereproduceerd.

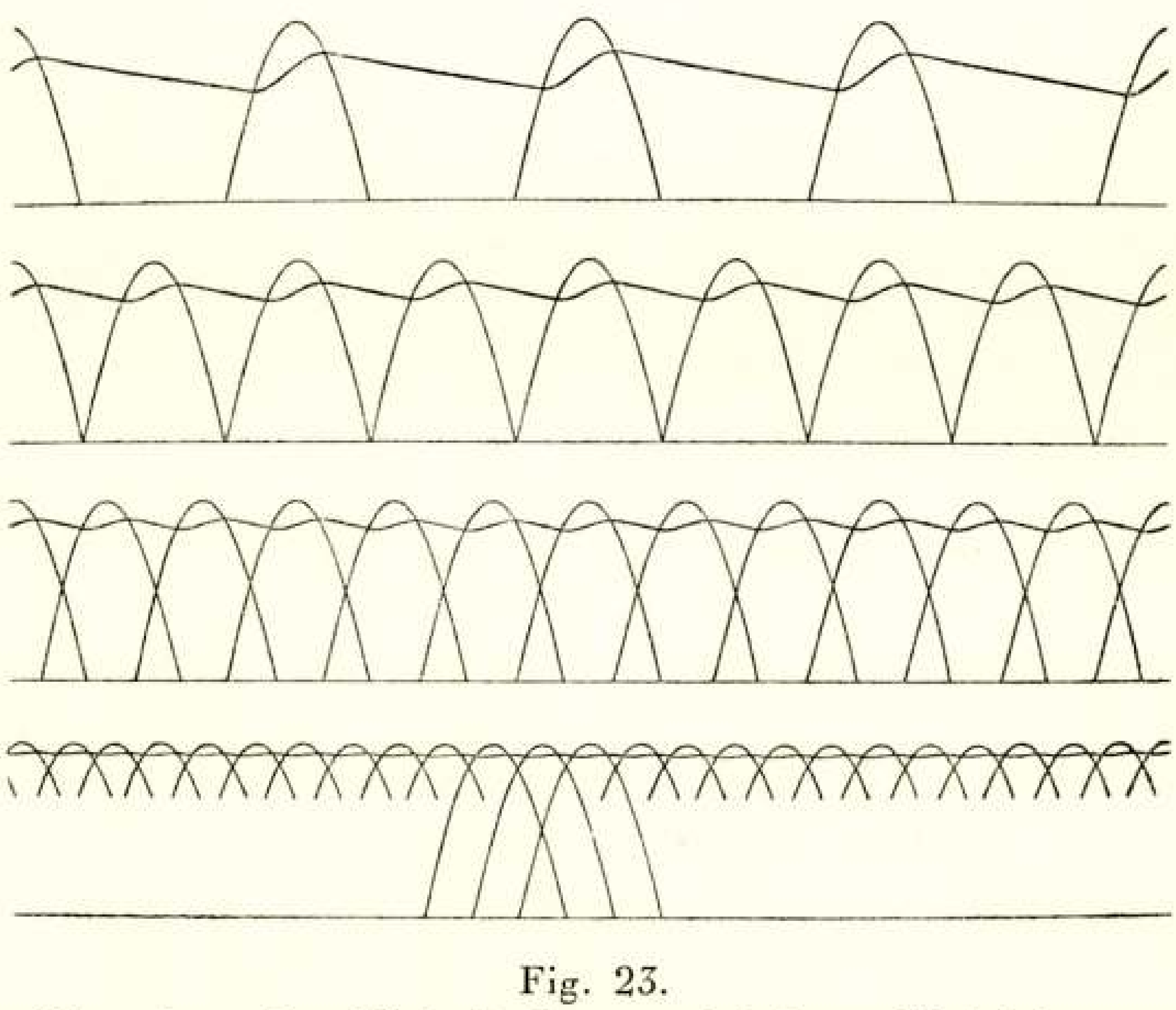


Fig. 23.
Rimpelspanning bij 1, 2, 3, resp. 6-fasige gelijkrichting op dezelfde belasting.

a)

b)

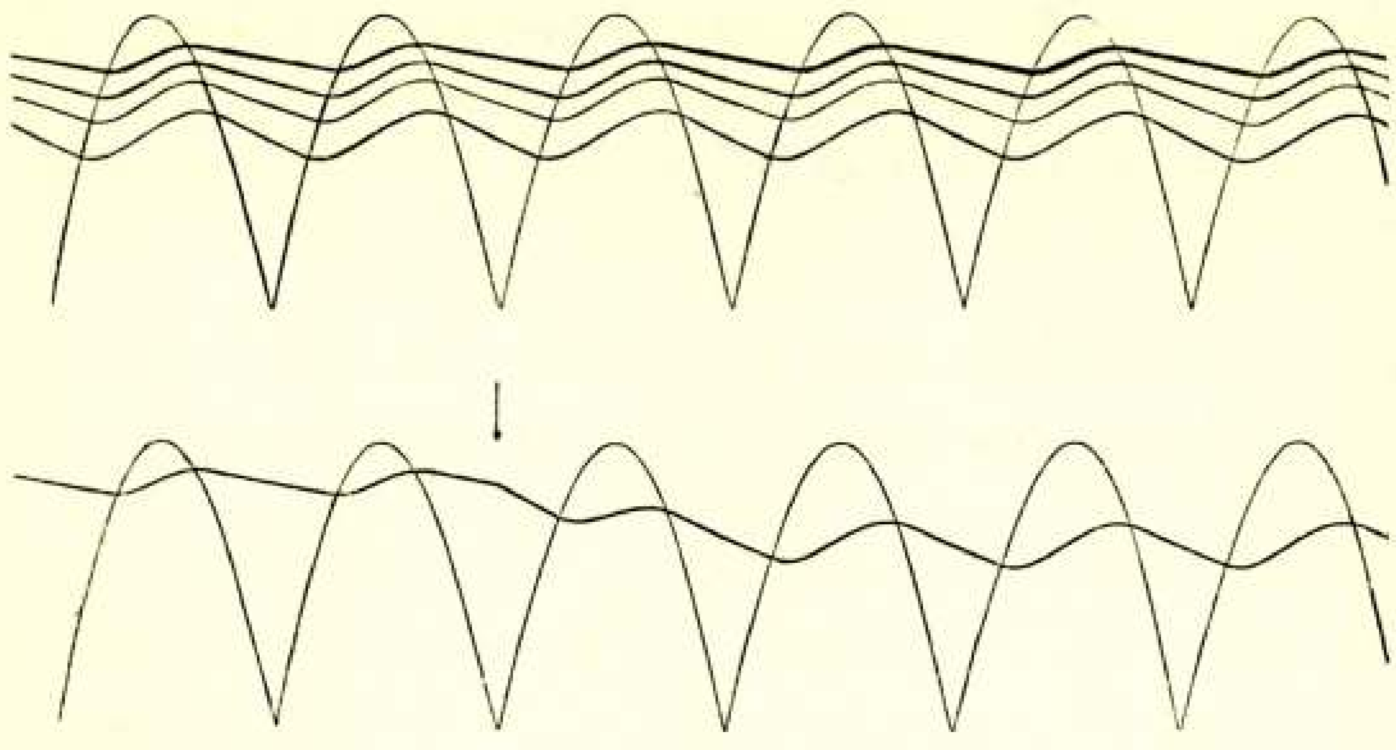


Fig. 24.

a) Rimpelspanning in afhankelijkheid van de belasting bij tweefasige gelijkrichting.

b) Overgangsverschijnsel bij een plotselinge vergrooting der belasting.

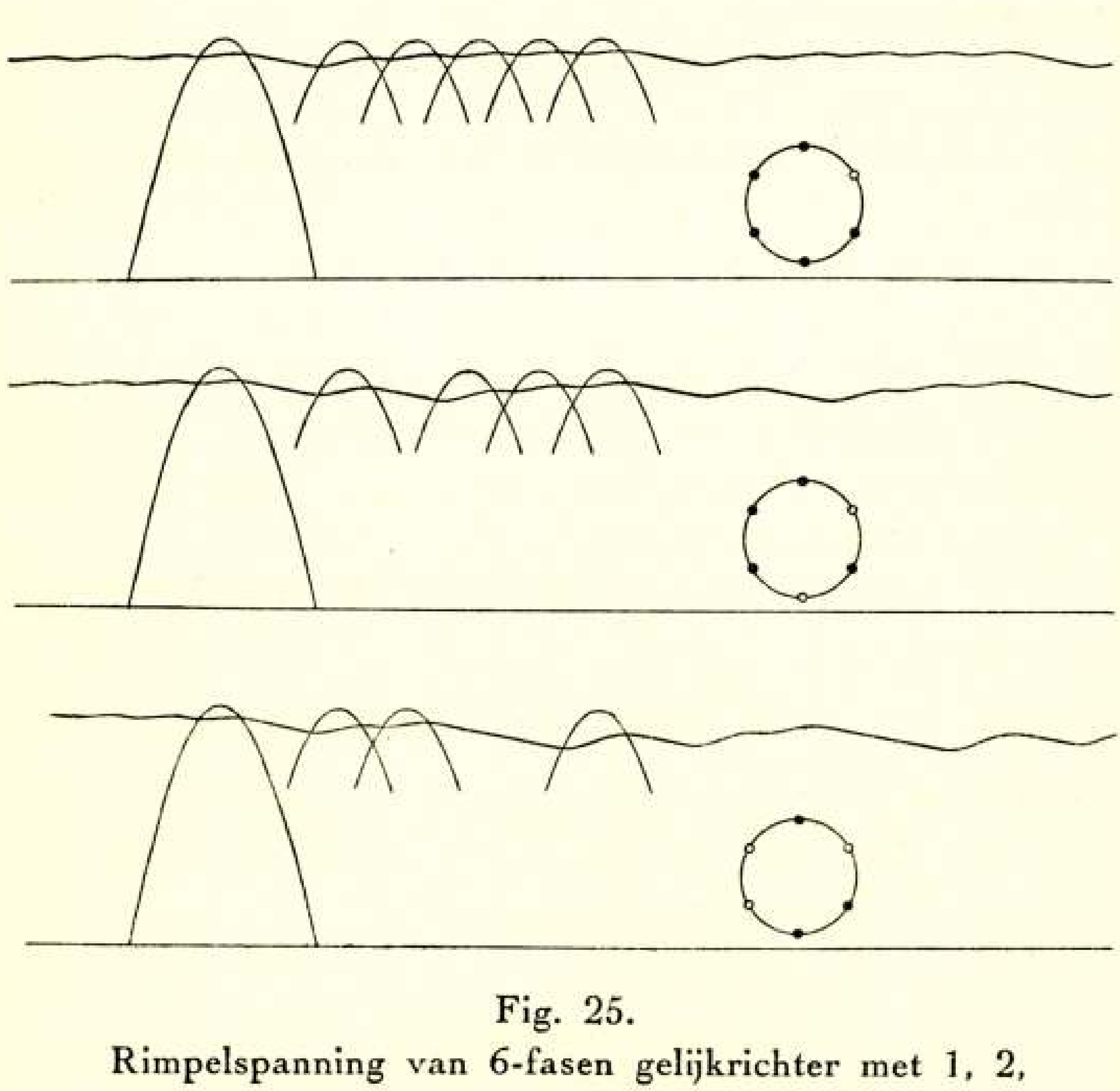


Fig. 25.

Rimpelspanning van 6-fasen gelijkrichter met 1, 2, resp. 3 defecte fasen.

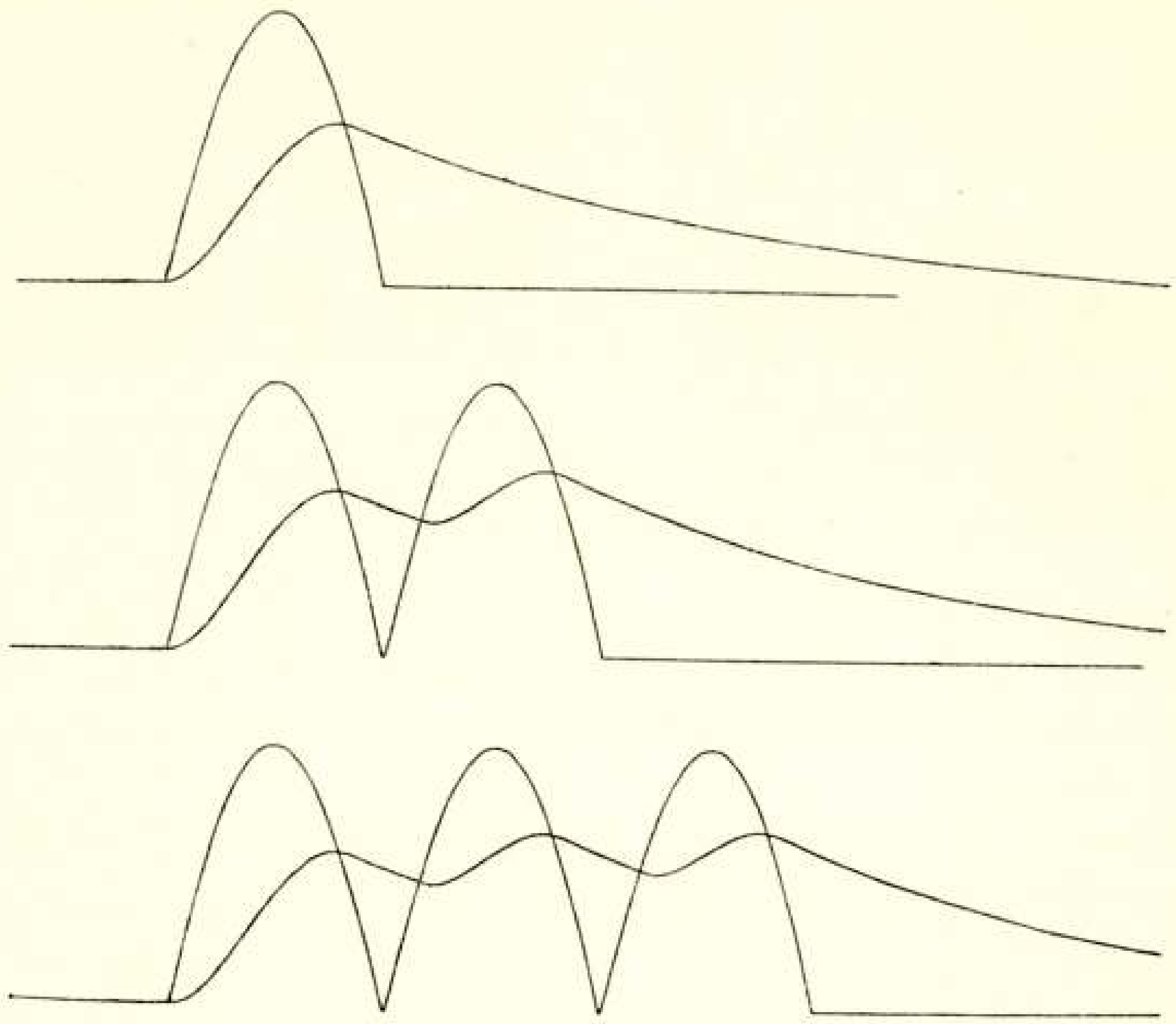


Fig. 26.
Overgangsverschijnselen bij de gelijkrichting van 1, 2, resp. 3 halve sinusimpulsen.

## VII. *Frequentie-selectieve ketens.*

Nu het gelukt is gelijkrichting, automatische volumeregeling en weerstandversterking op kinematische wijze te interpreteeren, rijst de vraag of de voorgaande beschouwingen nog zouden zijn uit te breiden tot frequentie-selectieve ketens. Indien dit het geval is, zou een kinematisch beeld van de werking van een eenvoudige radio-ontvanger zijn te ontwerpen.

Bepalen wij de gedachten tot een enkelvoudige $LC$-kring, dan blijkt dat de condensatorspanning $V$ en de in de kring geïnduceerde e.m.k. $E$ verbonden zijn door een differentiaalvergelijking van de tweede orde:

$$LC\frac{d^2V}{dt^2}+RC\frac{dV}{dt}+V=E$$

Nu is in het algemeen in een keten, beantwoordend aan een differentiaalvergelijking van de gedaante

$$\left(\alpha\frac{d^2}{dt^2}+\beta\frac{d}{dt}+\gamma\right)V=E\;.\;\;.\;\;.\;\;.\;\;.\;\;.\;\;.\quad 1)$$

een periodieke eigentrilling

mogelijk wanneer:

$$4\alpha\gamma-\beta^2>0 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 2)$$

De hoekfrequentie dezer eigentrilling wordt gegeven door:

$$\omega_e = \frac{1}{2\alpha}\sqrt{4\alpha\gamma-\beta^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 3)$$

en de demping ervan wordt bepaald door het logarithmisch decrement:

$$\delta = \frac{2\pi\beta}{\sqrt{4\alpha\gamma-\beta^2}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 4)$$

De grootheden $\omega_e$ en $\delta$ zijn anderzijds karakteristiek voor de transmissieeigenschappen; zooals bekend wordt een des te scherper selectie van frequenties in de buurt van $\omega_e$ verkregen naarmate $\delta$ kleiner is.

Bij het opsporen van een kinematisch analogon vinden wij een geschikt aanknoopingspunt in de beschouwingen over teruggekoppelde weerstandversterkers onder *V*. Bepaalde schakelingen van dit type kunnen, hoewel zij slechts relaxatieketens bevatten, een frequentie-selectieve transmissie vertoonen welke geheel overeenkomt met de resonantiewerking van een *LC*-kring. Zoo krijgt men bijv. door substitutie van $n=2$ in vgl. 3) sub. V:

$$\left(\frac{T^2}{A^2}\frac{d^2}{dt^2}+2\frac{T}{A^2}\frac{d}{dt}+\frac{1}{A^2}-k\right)V_2=E \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 5)$$

welke vergelijking overeenkomt met de grondvorm 1).

Men heeft hier:

$$4\alpha\gamma-\beta^2=-4k\frac{T^2}{A^2}$$

zoodat de eigentrilling *aperiodiek* is voor $k>0$ (meekoppeling) en *periodiek* voor $k<0$ (tegenkoppeling). Voor de eigenfrequentie en het logarithmisch decrement vinden wij uit 3) en 4):

$$\omega_e=\frac{A}{T}\sqrt{-k} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 6)$$

$$\delta=\frac{2\pi}{A\sqrt{-k}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 7)$$

beide reëel wanneer $k<0$.

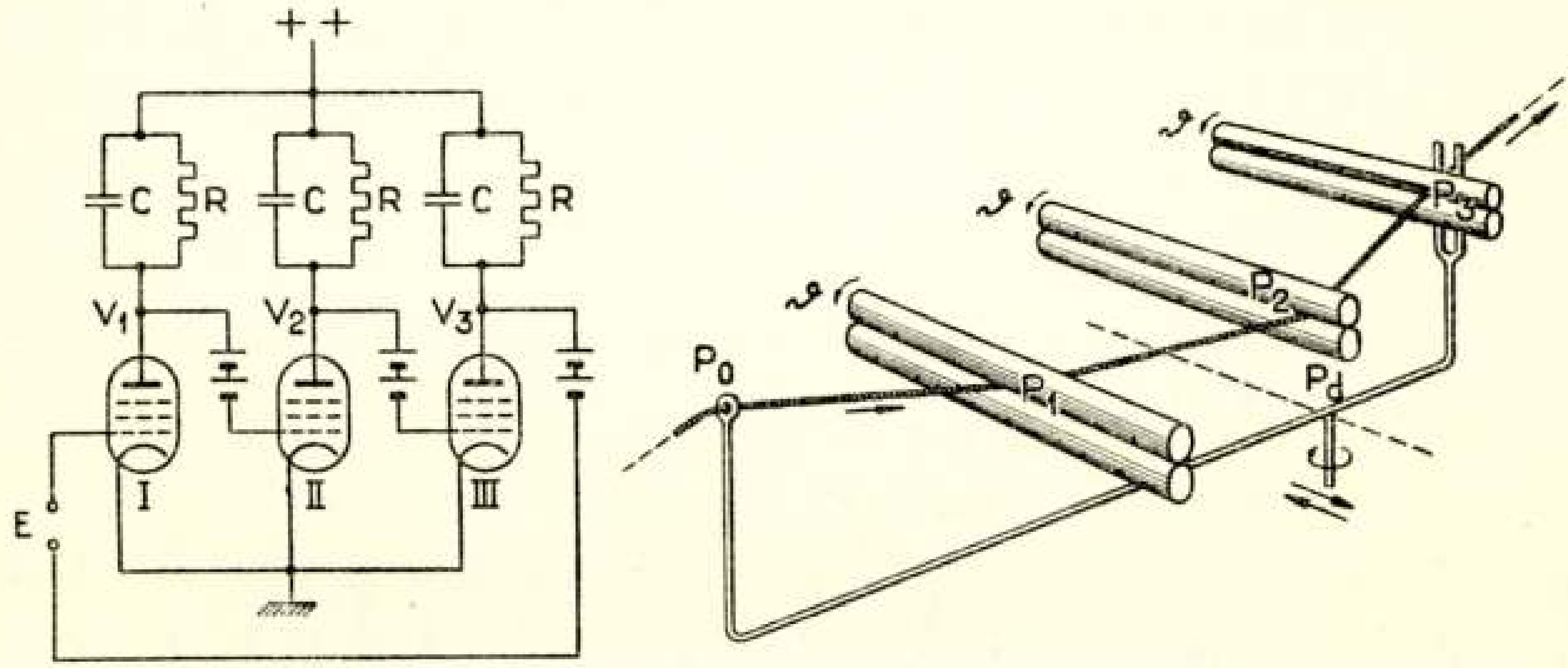
Hieruit blijkt, dat bij elke gegeven eigenfrequentie een willekeurig klein decrement is te bereiken wanneer men de totale versterking $A^2|k|$ in het gesloten circuit slechts groot genoeg kiest.

Het kinematische model voor $n=2$, $k<0$ is een bijzonder geval van fig. 13b. Voor de verhouding der hefboomsarmen volgt uit 7) sub. V en 7) sub. VII:

$$\frac{a_2}{a_1} = (-1)^2 kA^2 = kA^2 = -\left(\frac{2\pi}{\delta}\right)^2 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 8)$$

Deze verhouding valt negatief uit, daar $k<0$, hetgeen uitdrukt dat het draaipunt $P_d$ tusschen $P_0$ en $P_2$ gekozen dient te worden. Verder is $\left|\frac{a_2}{a_1}\right|$ omgekeerd evenredig met $\delta^2$. Voor een decrement van bijv. 10%, wat nog betrekkelijk groot is te noemen, komt men dus reeds op een hefboomfactor $\left|\frac{a_2}{a_1}\right| \approx 4000$, hetgeen ver boven het mechanisch bereikbare valt. Het is om deze reden dat bovenstaande oplossing, hoewel van theoretisch standpunt interessant, als practisch onbruikbaar moet worden beschouwd.

Een geschikter uitgangspunt vormt daarom de carousselschakeling volgens fig. 27a. Op de frequentie-selectieve eigenschap-




a) Electrisch. b) Kinematisch.

Fig. 27.

Carousselschakeling volgens van der Pol.

pen van dit circuit is gewezen door v. d. Mark en v. d. Pol l.c. Men heeft hier $n=3$, $k=1$, zoodat wij uit 3) sub. V vinden:

$$\left[\left(T\frac{d}{dt}+1\right)^3 + A^3\right] V_3 = -A^3 E$$

waarvoor is te schrijven:

$$\left(\frac{T}{1+A}\,\frac{d}{dt}+1\right)\left(\frac{T^2}{A^2-A+1}\,\frac{d^2}{dt^2}+\frac{(2-A)\,T}{A^2-A+1}\,\frac{d}{dt}+1\right) V_3 = -\frac{A^3}{A^3+1} E \quad . \quad . \quad 9)$$

Deze vergelijking is weliswaar van de derde orde, doch laat een formeele splitsing toe in:

$$\left(\frac{T^2}{A^2-A+1}\frac{d^2}{dt^2}+\frac{(2-A)T}{A^2-A+1}\frac{d}{dt}+1\right)V=E \quad \ldots\ldots \quad 10)$$

$$-\frac{1+A^3}{A^3}\left(\frac{T}{1+A}\frac{d}{dt}+1\right)V_3=V \quad \ldots\ldots \quad 11)$$

op grond waarvan men zich voor kan stellen dat de transmissie van $E$ naar $V_3$ geschiedt in twee stappen, nl. door een enkelvoudige *resonantieketen* (omzetting van $E$ naar $V$) gevolgd door een *relaxatieketen* (omzetting van $V$ naar $V_3$).

De fictieve resonantieketen vertoont een periodieke eigentrilling, daar:

$$4\alpha\gamma-\beta^2=\frac{3A^2T^2}{(A^2-A+1)^2}>0$$

Voor de eigenfrequentie en het decrement vinden wij uit 3) resp. 4):

$$\omega_e=\frac{\sqrt{3}}{2}\frac{A}{T} \quad \ldots\ldots \quad 12)$$

$$\delta=\frac{2\pi}{\sqrt{3}}\frac{2-A}{A} \quad \ldots\ldots \quad 13)$$

Volgens 13) kan dus een willekeurig scherpe frequentie-selectie bereikt worden wanneer men $A$ dicht genoeg onder de waarde $2$ kiest, d.w.z. wanneer men de rand van genereeren dicht genoeg nadert. De eigenfrequentie nadert daarbij tot:

$$\omega_e=\frac{\sqrt{3}}{T}$$

De denkbeeldige relaxatieketen heeft volgens 11) een relaxatietijd $\frac{T}{1+A}\approx\frac{T}{3}$, d.i. dus $\frac{6\pi}{\sqrt{3}}=10.86$ maal zoo klein als de eigentrillingstijd der resonantieketen. Het karakter van de transmissie van $E$ naar $V_3$ zal dus hoofdzakelijk worden bepaald door de resonantieketen, daar deze slechts een zeer smal frequentiegebied rondom $\omega_e$ doorlaat waarin de overdrachtsfactor van de relaxatieketen nagenoeg constant is. Laatstgenoemde keten speelt dus een geheel ondergeschikte rol, wat nog ten over-

vloede blijkt uit het feit dat het aperiodieke overgangsverschijnsel waartoe zij aanleiding geeft, nl.:

$$\varepsilon^{-(1+A)\frac{t}{T}} \approx \varepsilon^{-3\frac{t}{T}}$$

na 1 periode van de eigentrilling der resonantieketen reeds tot ca.

$$\varepsilon^{-10.86} = \frac{1}{53.000}$$

van zijn oorspronkelijke amplitude zal zijn weggedempt.

Het kinematische aequivalent van de carousselschakeling, dat in fig. 27b is voorgesteld, zal, na hetgeen onder V is opgemerkt, weinig toelichting behoeven.

Uit 7) sub. V, en 7) sub. VII verkrijgt men voor de hefboomfactor:

$$\frac{a_2}{a_1} = -A^3 = -\frac{8}{\left(1+\frac{\sqrt{3}}{2}\delta\right)^3} \quad \ldots\ldots\ldots \quad 14)$$

Het draaipunt $P_d$ moet dus tusschen $P_0$ en $P_3$ worden gekozen en de verhouding $\left|\frac{a_2}{a_1}\right|$ wordt, afhankelijk van de waarde van $\delta$, iets kleiner dan $8$. Dit is mechanisch zeer wel te verwezenlijken. De verstoring $E$ wordt geïntroduceerd door $P_d$ te verschuiven evenwijdig aan de cylinderassen.

Aangezien de grootheid $\Theta = \frac{a}{r}$ in de plaats treedt voor $T$, zal de hoekfrequentie $\omega_e$ volgens 12) in het kinematische model overeenkomen met

$$\frac{\sqrt{3}}{2}\frac{A}{\Theta} \approx \frac{\sqrt{3}}{\Theta}$$

Reeds bij de enkelvoudige relaxatieketen sub. II kon hoogstens het product $RC$ in verband worden gebracht met de verhouding $\Theta = \frac{a}{r}$ in het kinematische geval; een verdere splitsing is geheel willekeurig. Het is dan ook nauwelijks te verwachten dat de parameters $L$, $C$ en $R$ van de electrische slingerkring afzonderlijk aan het kinematische model volgens fig. 27b zouden zijn te herkennen. Inderdaad moeten wij volstaan met vast te stellen dat de eigenfrequentie $\omega_e$ hoofdzakelijk met de grootheid

$\frac{\sqrt{3}}{\Theta}$ samenhangt, terwijl het logarithmisch decrement $\delta$ wordt teruggevonden in de lengteverhouding der hefboomsarmen volgens 14).

Door combinatie van de modellen volgens de figuren 27b, 21b, en 8 is een kinematische voorstelling te verkrijgen van de verschijnselen welke zich afspelen in een éénkrings radio-ontvanger met diode-detectie, gevolgd door een willekeurig aantal trappen l.f. versterking met weerstandkoppeling.

Tenslotte danken wij den Heer J. W. van Hal voor zijn bekwame hulp bij de constructie en demonstratie der in het bovenstaande beschreven modellen.